

Periodical Part, Published Version

Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau (Hg.)

Schriftenreihe Wasser- und Grundbau Heft 24

Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau; Schriftenreihe Wasser- und Grundbau

Verfügbar unter/Available at: <https://hdl.handle.net/20.500.11970/105743>

Vorgeschlagene Zitierweise/Suggested citation:

Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau (Hg.) (1969): Schriftenreihe Wasser- und Grundbau Heft 24. Berlin: Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau (Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau; Schriftenreihe Wasser- und Grundbau, 24).

Standardnutzungsbedingungen/Terms of Use:

Die Dokumente in HENRY stehen unter der Creative Commons Lizenz CC BY 4.0, sofern keine abweichenden Nutzungsbedingungen getroffen wurden. Damit ist sowohl die kommerzielle Nutzung als auch das Teilen, die Weiterbearbeitung und Speicherung erlaubt. Das Verwenden und das Bearbeiten stehen unter der Bedingung der Namensnennung. Im Einzelfall kann eine restriktivere Lizenz gelten; dann gelten abweichend von den obigen Nutzungsbedingungen die in der dort genannten Lizenz gewährten Nutzungsrechte.

Documents in HENRY are made available under the Creative Commons License CC BY 4.0, if no other license is applicable. Under CC BY 4.0 commercial use and sharing, remixing, transforming, and building upon the material of the work is permitted. In some cases a different, more restrictive license may apply; if applicable the terms of the restrictive license will be binding.



Mitteilungen der Forschungsanstalt
für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau, Berlin

Herausgegeben vom Direktor

Schriftenreihe

Wasser- und Grundbau

Heft 24



BERLIN 1969

Mitteilungen der Forschungsanstalt
für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau, Berlin
Herausgegeben vom Direktor

=====

Schriftenreihe
"WASSER- UND GRUNDBAU"

Heft 24

Berlin 1969

Redaktion

Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau
1017 Berlin, Alt-Stralau 44-45
Deutsche Demokratische Republik

Alle Rechte vorbehalten.
Nachdruck, Übersetzung oder auszugsweise
Wiedergabe nur mit Quellenangabe und nach
Zustimmung der FAS zulässig.

Ag 130/522/69 A

I n h a l t

	Seite
Wagner, H. Die Bestimmung der an der Wasseroberfläche angreifenden Windschubspannungen	5 - 53
Wagner, H. Laminarabfluss in offenen Gerinnen	55 - 77
Römisch, K. Erreichbare Fahrgeschwindigkeit und Tauchung eines Schiffes auf flachem Wasser - ein Beitrag zur optimalen Bemessung von Binnen- und Seewasserstrassen	79 - 163
...	Inhalt der Hefe 1 - 23
	165 - 170

Die Bestimmung der an der Wasseroberfläche
angreifenden Windschubspannungen

Dr.-Ing. H. Wagner

Gliederung

Einleitung: Die Bestimmung der an der Wasseroberfläche angreifenden Windschubspannungen

1. Bestimmung der Windschubspannung aus Meßergebnissen der Neigung der Wasseroberfläche
 - 1.1. Bestimmung nach COLDING
 - 1.2. Bestimmung nach DARBYSHIRE
 - 1.3. Bestimmung nach DORN
 - 1.4. Bestimmung nach EKMAN
 - 1.5. Bestimmung nach FRANCIS
 - 1.6. Bestimmung nach HAYFORD
 - 1.7. Bestimmung nach HELA
 - 1.8. Bestimmung nach HELLSTRÖM
 - 1.9. Bestimmung nach JOHNSON und RICE
 - 1.10. Bestimmung nach KARAUSEV
 - 1.11. Bestimmung nach KEULEGAN
 - 1.12. Bestimmung nach NEUMANN
 - 1.13. Bestimmung nach PALMEN
 - 1.14. Bestimmung nach PALMEN und LAURILLA
 - 1.15. Bestimmung nach HELD und CLAYTON
 - 1.16. Bestimmung nach SAVILLE
 - 1.17. Bestimmung nach SIBUL
 - 1.18. Bestimmung nach SCHALKWIJK
2. Bestimmung der Windschubspannung aus Windprofilmessungen
 - 2.1. Bestimmung nach BRUCH
 - 2.2. Bestimmung nach CHARNOCK
 - 2.3. Bestimmung nach CHARNOCK, FRANCIS und SHEPPARD
 - 2.4. Bestimmung nach DEACON, SHEPPARD und WEBB
 - 2.5. Bestimmung nach DURST
 - 2.6. Bestimmung nach FARRER
 - 2.7. Bestimmung nach HAMADA, MISUYASU und HOSE
 - 2.8. Bestimmung nach HAY
 - 2.9. Bestimmung nach HAYAMI und KUNISHI
 - 2.10. Bestimmung nach HUNT
 - 2.11. Bestimmung nach KIVISILD

- 2.12. Bestimmung nach MODEL
- 2.13. Bestimmung nach MOORE und LAIRD
- 2.14. Bestimmung nach ROLL
- 2.15. Bestimmung nach ROSSBY und MONTGOMERY
- 2.16. Bestimmung nach SHEPPARD, CHARNOCK, FRANCIS
- 2.17. Bestimmung nach SHEPPARD und OMAR
- 2.18. Bestimmung nach SHOULEJKIN
- 2.19. Bestimmung nach SIBUL
- 2.20. Bestimmung nach SVERDRUP
- 2.21. Bestimmung nach WÜST
- 3. Kritische Betrachtung der Bestimmungsgleichungen für die Windschubspannungen
 - 3.1. Windschubspannungen an glatten Wasseroberflächen
 - 3.2. Windschubspannungen einer welligen Wasseroberfläche

Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Zusammenstellung der Bezeichnungen

Einleitung: Die Bestimmung der an der Wasseroberfläche angreifenden Windschubspannungen

Weht Wind über ein Seegebiet, so übt er auf die überstrichene Wasseroberfläche eine mitschleppende Kraft aus. Wird diese Kraft auf die Flächeneinheit bezogen, so kann sie als Spannung gedeutet und als Windschubspannung angesprochen werden. Ihre möglichst exakte Einschätzung ist für die Lösung vieler Probleme und Projektierungsaufgaben unerlässlich. So zum Beispiel ist die Kenntnis der Windschubspannungen Voraussetzung für die Bestimmung des Antriebsmechanismus der Windwellen und damit auch letztlich für die prognostische Bestimmung der Wellendimensionen. Sie ist Voraussetzung für die Berechnung der Windstauerscheinungen, der Triftströmungen und vieler anderer ähnlich gearteter bzw. darauf basierender Aufgabenkomplexe. Aber selbst bei der Bestimmung der zulässigen Schleppspannungen in offenen Gerinnen und sogar auf dem augenblicklich wohl bestfundiertesten Gebiet der Hydromechanik, in der Rohrhydraulik, können Ergebnisse, die aus den Untersuchungen der Windschubspannungen resultieren, für bisher noch ungelöste Probleme erfolgreich angewendet werden.

Entsprechend dieser Bedeutung war und ist die physikalisch-mathematische Fixierung der Windschubspannungen in Abhängigkeit von ihren Einflußgrößen Kernstück umfangreicher Forschungsarbeiten in fast allen Ländern der Welt.

Allgemein können im Herangehen an die Lösung der Aufgabe zwei, in ihrer spezifischen Weise vollkommen anders geartete Wege, unterschieden werden.

1. Bestimmung der Windschubspannung aus Meßergebnissen der Neigung der Wasseroberfläche

Geschichtlich primär ist die Bestimmung der Windschubspannungen aus Meßergebnissen der durch sie hervorgerufenen Deformationen der Wasseroberfläche. Die Grundlage für den Auswertungsmodus läßt sich etwa folgendermaßen skizzieren. Man setzt einen ausgebildeten Gleichgewichtszustand zwischen der Luftbewegung, der Oberflächen- und Grundströmung voraus und schreibt als Gleichgewichtsbedingung für die horizontal gerichteten

$$\frac{\gamma_w}{2} \left(h - \frac{dh}{2} \right)^2 + \tau_B \cdot dx + \tau_w \cdot dx = \frac{\gamma_w}{2} \left(h + \frac{dh}{2} \right)^2 \quad (1)$$
$$\tau_B = n \cdot \tau_w \quad (2)$$
$$1 + n = \lambda_p$$

$$\tau_w \cdot \lambda_T = \gamma_w \cdot h \frac{dh}{dx} \approx \gamma_w \cdot d \cdot 2 \frac{h_{ws}}{S} \quad (3)$$

10

schließlich versuchte man dann die unter diesem Aspekt bearbeiteten Beobachtungswerte in Verbindung mit den dazugehörigen Windgeschwindigkeiten graphisch darzustellen und die Tendenz der Meßpunkte auf empirischer Basis durch eine Funktionsabhängigkeit in der Form

$$\tau_w = \rho_L \cdot c_D \cdot w^2 \quad (4)$$

oder

$$\tau_w = \rho_L (a + b w + c w^2) \quad (5)$$

zu erfassen.

Bekannt geworden sind folgende Bestimmungsverfahren.

1.1. Bestimmung nach COLDING [3], [4]

Aus Windbeobachtungen im Gebiet der Ostsee erhielt COLDING

$$\frac{\delta h}{\delta x} = \frac{2 h_{ws}}{S} = 4,94 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{w^2}{d} \quad (6)$$

daraus folgt:

$$\tau_{wi} = 4,94 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\rho_w \cdot S}{\lambda_T} \cdot w^2 \quad (7)$$

Die Windgeschwindigkeiten w [m/s], auf die diese Formeln bezogen werden sollen, lagen zwischen 16 bis 28 m/s. Über ihre Meßhöhe werden keine Aussagen gemacht.

1.2. Bestimmung nach DARBYSHIRE [5]

Aus Staubeobachtungen am Lough Neagh (Irland) gelangte DARBYSHIRE für Windgeschwindigkeiten $w_{10m} \approx 1 - 13$ m/s zu der Beziehung

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,8 - 3,2) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10m}^2 \quad (8)$$

1.3. Bestimmung nach DORN [7]

Von W. G. DORN durchgeführte Wasserspiegelmessungen ergaben

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,0 - 2,9) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10 \text{ m}}^2 \quad (9)$$

Die Windgeschwindigkeiten bei diesen Untersuchungen betrugen $w_{10 \text{ m}} \approx 0 - 15 \text{ m/s}$.

1.4. Bestimmung nach EKMAN [9], [20], [33]

Zur Bestimmung der Windschubspannungen benutzte EKMAN einige von COLDING im Ostseegebiet erhaltene Meßwerte. Damit gelangte er zu der Beziehung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,46 \cdot 10^{-3} \cdot w^2 \quad (10)$$

Über die Größen, der zur Aufstellung dieser Formel zugrunde gelegten Windgeschwindigkeiten und ihre Meßhöhe, sind keine Angaben vorhanden. Nach SVERDRUP sollen sie jedoch einer mittleren Windgeschwindigkeit $w_{15 \text{ m}} \approx 20 \text{ m/s}$ entsprechen.

1.5. Bestimmung nach FRANCIS [12]

J.R.D. FRANCIS führte Modellversuche über den Windstau effekt durch. Nach Auswertung der Labormessungen gelangte er zu folgender Beziehung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot c_d \cdot (w_{10 \text{ cm}} - 2,8 \text{ m/s})^2 \quad (11)$$

Für den Beiwert c_d werden von ihm nachfolgende Größen angegeben.

$w_{10 \text{ cm}}$	$\left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$	3,30	5,10	5,21	7,01	7,41	9,30	9,50	10,58	13,26
c_d	$\left[1 \right]$	6,0	5,4	6,6	8,5	9,7	12,6	11,7	14,9	18,0

1.6. Bestimmung nach HAYFORD [15]

J.F. HAYFORD untersuchte die durch Wind hervorgerufenen Wasserstandsänderungen am Erie-See. In Auswertung der Wasserstandsbeobachtungen erhielt er:

$$\tau_{wi} \left[\frac{\text{kp}}{\text{m}^2} \right] = 7 \cdot 10^{-6} \cdot w_{10 \text{ m}}^{2,4} \quad (12)$$

Die Windgeschwindigkeiten, bei denen die entsprechenden Messungen durchgeführt wurden, lagen wahrscheinlich im Bereich $W_{10\text{ m}} \cong 6 - 18 \text{ m/s}$.

1.7. Bestimmung nach HELA [16], [17]

Aus Beobachtungen der Schwankungen der Wasserstände der Ostsee leitete HELA für die Bestimmung der Windschubspannungen nachfolgende Beziehung ab

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,1 \cdot 10^{-3} \cdot W_{10\text{ m}}^2 \quad (13)$$

Die Windgeschwindigkeiten, bei denen diese Beobachtungen durchgeführt wurden, lagen im Bereich $W_{10\text{ m}} \cong 13 - 27 \text{ m/s}$.

1.8. Bestimmung nach HELLSTRÖM [18], [19]

HELLSTRÖM benutzte bei seinen Untersuchungen sowohl eigene wie auch Meßergebnisse anderer Autoren, die aus Wasserstandsbeobachtungen an verschiedenen See- und Meeresgebieten resultieren. Aus der empirischen Auswertung der Versuchsdaten erhielt er

$$\tau_{wi} [\text{kp/m}^2] = 3,7 \cdot 10^{-4} \cdot W^{1,8} \quad (14)$$

Die für Gl. (14) maßgebenden Windgeschwindigkeiten lagen im Bereich $W \cong 5 - 37 \text{ m/s}$ und wurden wahrscheinlich in Höhen von 10 bis 15 m über der Wasseroberfläche gemessen. Nach späteren Untersuchungen, die HELLSTRÖM am Ringkøbing Fjord anstellte [19], veränderte er Gl. (14) und schreibt

$$\tau_{wi} [\text{kp/m}^2] = 4,07 \cdot 10^{-4} \cdot W^{1,8} \quad (15)$$

1.9. Bestimmung nach JOHNSON und RICE [45]

J.W. JOHNSON und E.K. RICE führten Laborversuche zur Kennzeichnung der Windwellenbewegung durch. Gleichzeitig wurde dabei durch Messungen der Veränderung der Wasseroberfläche der Windstau effekt mit bestimmt.

Durch Auswertung der Meßergebnisse und Transformation über Gl. (45) auf eine Meßhöhe $z = 10 \text{ m}$ gelangten JOHNSON und

RICE zu der Beziehung

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,7 - 3,3) \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \quad (16)$$

Gl. (16) ist auf Windgeschwindigkeiten $W_{10 \text{ m}} \approx 27 - 35 \text{ m/s}$ bezogen.

1.10. Bestimmung nach KARAUSEV [22], [23]

Zur Aufstellung einer Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen betrieb KARAUSEV in einem kleinen Gerinne des Staatlichen Hydrologischen Institutes Modellversuche. Die Windgeschwindigkeiten waren dabei so gering, daß keine Wellenbewegung bzw. Wellenriffelung registriert werden konnte. Zusammen mit Meßergebnissen der Wasserstandsänderungen vom Rybinsker Stausee (gemessen von BRASLAVSKIJ), vom Oudsko-Pokover-See (gemessen von SOKOLOV), vom Weselover Stausee, sowie vom Finnischen Meerbusen, vom Asowschen Meer und vom Aralsee gelangte er zu der Beziehung

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,3 + H_{5\%}) \cdot 10^{-3} \cdot W_2^2 \quad (17)$$

Gl. (17) soll Gültigkeit besitzen für alle nur möglichen Windgeschwindigkeiten und für Wellenhöhen $H_{5\%} = 0,5 - 6 \text{ m}$. $H_{5\%}$ charakterisiert in Gl. (17) die Wellenhöhe mit einer Wahrscheinlichkeit von 5 % (im Mittel jede zwanzigste Welle). In Gl. (17) soll sie in der Dimension [m] eingesetzt werden.

1.11. Bestimmung nach KEULEGAN [24], [25]

In einem umfangreichen, schon vorher erwähnten Versuchsprogramm, untersuchte G.H. KEULEGAN Windstauerscheinungen in einem Laborgerinne.

Die Auswertung der dabei erhaltenen Meßdaten ergab

$$\frac{\delta h}{\delta x} = 3,3 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{W^2}{g \cdot d} \quad (18)$$

für den Fall, daß die Wasseroberfläche frei von Wellenerscheinungen war und

$$\frac{\delta h}{\delta x} = 3,3 \cdot 10^{-6} \frac{W^2}{g \cdot d} + 2,08 \cdot 10^{-4} \frac{(1 - W_c)^2}{g \cdot d} \cdot \left(\frac{d}{S}\right)^{1/2} \quad (19)$$

für eine mit Wellen bedeckte Wasseroberfläche.

In Gl. (19) bedeutet W_c die sogenannte charakteristische Geschwindigkeit für die keine physikalische Erklärung gegeben werden konnte. Sie ist etwa 1,3 mal größer als die kritische Windgeschwindigkeit, die für die Wellenbildung verantwortlich zeichnet.

Wenn man berechtigt ist, auch für Gl. (18) die turbulente Zustandsgröße λ_T mit dem Wert 1,25 in Rechnung zu stellen, so folgt aus Gl. (18) zusammen mit Gl. (3) und

$$\frac{\rho_W}{\rho_L} = 856$$

für die vom Wind eingetragenen Schubspannungen bei wellenfreier Wasseroberfläche

$$\tau_{wi} = 856 \cdot \frac{3,3}{1,25} \cdot 10^{-6} \cdot \rho_L \cdot W^2 = 2,25 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_L \cdot W^2 \quad (20)$$

Für die mit Wellen bedeckte Wasseroberfläche ergibt sich in gleicher Weise entsprechend Gl. (19)

$$\tau_{wi} = 2,25 \cdot 10^{-3} \rho_L \cdot W^2 + 1,423 \cdot 10^{-1} \sqrt{\frac{d}{S}} \cdot \left(1 - \frac{W_c}{W}\right)^2 \cdot \rho_L \cdot W^2 \quad (21)$$

Werden weiterhin für hohe Windgeschwindigkeiten $\frac{W_c}{W}$ gegenüber 1 vernachlässigt und für $\sqrt{\frac{d}{S}}$ die Versuchsgrenzen in Ansatz gebracht, so folgt:

$$\tau_{wi} = 2,25 \cdot 10^{-3} \rho_L \cdot W^2 + 1,423 \cdot 10^{-1} (0,046 - 0,086) \rho_L \cdot W^2 = [2,25 + (6,55 - 12,22)] \cdot 10^{-3} \cdot \rho_L \cdot W^2$$

Die Gln. (18) bis (22) basieren auf Versuchsergebnissen mit Windgeschwindigkeiten bis $W = 14$ m/s. Die Meßhöhe der Windgeschwindigkeiten z betrug etwa 5 cm.

1.12. Bestimmung nach NEUMANN [30], [31], [32]

G. NEUMANN versuchte anhand von Meßdaten anderer Autoren, die aus den Gebieten der Ostsee, des Erie-Sees, des Genter-Sees und des Okeeschobee-Sees stammen, eine empirische Beziehung für die Windschubspannungen zu entwickeln. Er erhielt

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{9 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{W}} \cdot W^2 \quad (23)$$

In Gl. (23) muß die Windgeschwindigkeit W in der Dimension [m/s] eingesetzt werden. Über ihre Meßhöhen liegen keine Angaben vor. Wahrscheinlich liegen sie aber im Höhenbereich

$$8 \text{ m} < z - h < 15 \text{ m}$$

Nach den, dem Ansatz zugrunde liegenden Meßwerten müßte Gl. (23) für Windgeschwindigkeiten $W \cong 1 - 39 \text{ m/s}$ Gültigkeit besitzen.

1.13. Bestimmung nach PALMEN [33]

E. PALMEN führte verschiedene Windstaubeobachtungen im Ostseegebiet durch.

Für Windgeschwindigkeiten von $W = 2 - 14 \text{ m/s}$ erhielt er nach Meßwerten aus dem Finnischen Meerbusen:

$$\frac{dh}{dx} = 0,6 \cdot 10^{-7} \cdot W \quad (24)$$

Für Windgeschwindigkeiten von $W = 2 - 8 \text{ m/s}$ gelangte er durch Auswertung von Messungen im Dreieck Björn-Draghällan-Mantyluoto zu der Beziehung:

$$\frac{dh}{dx} = 0,4 \cdot 10^{-7} \cdot W \quad (25)$$

In einer späteren Bearbeitung dieser Beobachtungsdaten schlägt PALMEN für die Berechnung des Windstaues die nachfolgenden Bestimmungsgleichungen vor.

Für $W < 9 \text{ m/s}$

$$\frac{dh}{dx} = 0,42 \cdot 10^{-7} \cdot W \quad (26)$$

und für $W > 9 \text{ m/s}$

$$\frac{\delta h}{\delta x} = (0,21 W + 0,032 W^2) \cdot 10^{-7} \quad (27)$$

Werden die Gln. (24) bis (27) mit Gl. (3), $\lambda_T \cong 1,08$ (geschätzt für 50 - 70 m Wassertiefe) und $\rho_w = 856 \cdot \rho_L$ nach den gesuchten Windschubspannungen aufgeschlüsselt, so ergibt sich:

Nach Gl. (23) mit $d = 55 \text{ m}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,56 \cdot 10^{-2} \cdot W \quad (28)$$

Nach Gl. (24) mit $d = 70 \text{ m}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,18 \cdot 10^{-2} \cdot W \quad (29)$$

Nach Gl. (26) mit $d = 70 \text{ m}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,29 \cdot 10^{-2} \cdot W \quad (30)$$

Nach Gl. (27) ergibt sich schließlich mit $d = 70 \text{ m}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 1,75 \left(1 + \frac{6,56}{W}\right) \cdot 10^{-3} \cdot W^2 \quad (31)$$

In allen diesen Beziehungen muß die Windgeschwindigkeit in der Dimension $[m/s]$ eingesetzt werden. In den Gln. (28) bis (30) haben die Beiwerte $2,56 \cdot 10^{-2}$, $2,18 \cdot 10^{-2}$ und $2,29 \cdot 10^{-2}$ die Dimension der Geschwindigkeit $[m/s]$.

1.14. Bestimmung nach PALMEN und LAURILA [34]

E. PALMEN und E. LAURILA untersuchten die Wasserstandsschwankungen in der Bottensee. Für Windgeschwindigkeiten von 4 bis 27 m/s erhielten sie

$$\lambda_T \cdot \tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,4 \cdot 10^{-3} \cdot W^2 \quad (32)$$

Daraus schlußfolgerten sie, daß die Windschubspannungen mit der Beziehung

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,6 - 2,4) \cdot 10^{-3} W^2 \quad (33)$$

bestimmt werden können.

1.15. Bestimmung nach REID und CLAYTON [43], [45]

R.O. REID und W.H. CLAYTON bearbeiteten die durch Wind hervorgerufenen Wasserstandsbewegungen nach Meßergebnissen des Golfs von Mexiko. Da dem Bearbeiter die Originalliteratur nicht zur Verfügung stand, muß die Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen anhand der in [45] angegebenen Grenzwerte für z_0 aufgestellt werden.

Nach Gl. (50) ist:

$$\begin{aligned} \tau_{wi} &= \rho_L \cdot \left(\frac{\kappa}{2,3 \log \frac{z}{z_0}} \right)^2 \cdot W_z^2 \\ &= \rho_L \left[\left(\frac{1}{5,75 \log \frac{10}{0,001}} \right)^2 - \left(\frac{1}{5,75 \log \frac{10}{0,063}} \right)^2 \right] \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \\ &= \rho_L (6,3 - 1,89) \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \end{aligned} \quad (34)$$

Gl. (34) ist aufgebaut auf 16 Meßwerten bei Windgeschwindigkeiten im Bereich von $W_{10 \text{ m}} = 6,1 - 14,3 \text{ m/s}$.

1.16. Bestimmung nach SAVILLE [39]

T.J. SAVILLE führte Wasserspiegelmessungen am Okeechobee-See in Florida durch.

Aus den dabei erhaltenen Meßwerten leitete er Gl. (35) als Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen ab

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \quad (35)$$

1.17. Bestimmung nach SIBUL [42]

O. SIBUL versuchte aus Wasserspiegelmessungen, die größtenteils aus eigenen Laborversuchen stammten, unter Hinzuziehung von Meßdaten der Ostree, des Okeechobee-Sees und des Ringsköbing-Fjord für den Windstau eine Beziehung in der Form

$$\frac{h_{WS}}{d} = f\left(\frac{S}{d}\right) \cdot \left(\frac{w_{10m}^2}{S \cdot g}\right)^a \quad (36)$$

aufzustellen. Durch Auswertung der Meßwerte erhielt er:

$$f\left(\frac{S}{d}\right) = 2,44 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{S}{d}\right)^{1,66} \quad (37)$$

und

$$a = 2,02 \cdot \left(\frac{S}{d}\right)^{-0,0768} \quad (38)$$

Mit den Gl. (37) und (38) folgt nach Gl. (36)

$$\frac{h_{WS}}{d} = 2,44 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{S}{d}\right)^{1,66} \cdot \left(\frac{w_{10m}^2}{S \cdot g}\right)^{2,02} \cdot \left(\frac{S}{d}\right)^{-0,0768} \quad (39)$$

Wird Gl. (39) mit $\rho_w = 856 \rho_L$ und $\lambda_T \approx 1,15$ nach Gl. (40) umgerechnet, so folgt für die Windschubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 3,56 \cdot 10^{-4} \cdot d \left(\frac{S}{d}\right)^{0,66} \cdot \left(\frac{w_{10m}^2}{S \cdot g}\right)^{2,02} \left(\frac{S}{d}\right)^{-0,0768} \quad (41)$$

Die Beziehungen von SIBUL wurden aufgebaut auf Meßdaten für Windgeschwindigkeiten $w_{10m} \approx 5,5 - 20$ m/s und Verhältnisse S/d im Bereich $120 < S/d < 20000$.

1.18. Bestimmung nach SCHALKWIJK [45.7]

W.F. SCHALKWIJK untersuchte Windstauerscheinungen in der Nordsee. Für Windgeschwindigkeiten $w_{10m} \approx 25$ m/s erhielt er

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,6 \cdot 10^{-3} \cdot w_{10m}^2 \quad (42)$$

2. Bestimmung der Windschubspannungen aus Windprofilmessungen

Als theoretische Grundlage für die zweite, ebenso häufige Methode der Bestimmung der Windschubspannungen wird die direkte Analogie zu den Gesetzmäßigkeiten der Windschubspannungen an festen Körpern benutzt.

Nach den PRANDTL'schen Ansätzen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot l^2 \left(\frac{dW}{dz} \right) \cdot \frac{dW}{dz} \quad (43)$$

$$l = K \cdot z \quad (44)$$

und der Randbedingung

$$W_z = 0 = 0 \quad (44)$$

ergibt sich:

$$W = \frac{1}{K} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} (\ln z - \ln z_0) = \frac{2,3}{0,4} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} (\lg z - \lg z_0) \quad (45)$$

Setzt man zur Verkürzung der Schreibweise

$$\frac{2,3}{K} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} = A \quad (46)$$

$$\text{und} \quad - \frac{2,3}{K} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} \cdot \lg z = B \quad (47)$$

so folgt als allgemeine Gesetzmäßigkeit der Verteilung der Windgeschwindigkeit:

$$W = A \lg z + B \quad (48)$$

Sind nun in einem bestimmten Höhenbereich über der Wasseroberfläche Meßergebnisse für die Windgeschwindigkeit bekannt, so bemüht man sich, in einer graphischen Auftragung im logarithmischen Maßstab (siehe Bild 2) bzw. durch entsprechende Ausgleichsrechnung, diese Meßpunkte nach Gl. (48) durch eine Gerade zu erfassen.

Anschließend kann dann die Integrationskonstante $\lg z_0$ entweder direkt abgelesen oder auch durch Bestimmung von A und B mit

$$\lg z_0 = - \frac{B}{A} \quad (49)$$

berechnet werden.

Mit dem nunmehr bekannten Wert für z_0 ergibt sich durch Auflösung von Gl. (45) nach der gesuchten Größe der Windschubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \left(\frac{\kappa}{2,3 \lg \frac{z}{z_0}} \right)^2 w_z^2 \quad (50)$$

oder mit

$$\frac{2,3}{\kappa} \lg \frac{z}{z_0} = \frac{1}{\sqrt{c_{dz}}} \quad (51)$$

die TAYLORSchreibweise

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot c_{dz} \cdot w_z^2 \quad (52)$$

Die nach dieser Methode in der Vergangenheit bearbeiteten Bestimmungsverfahren für die Windschubspannungen sind nachfolgend zusammengestellt worden.

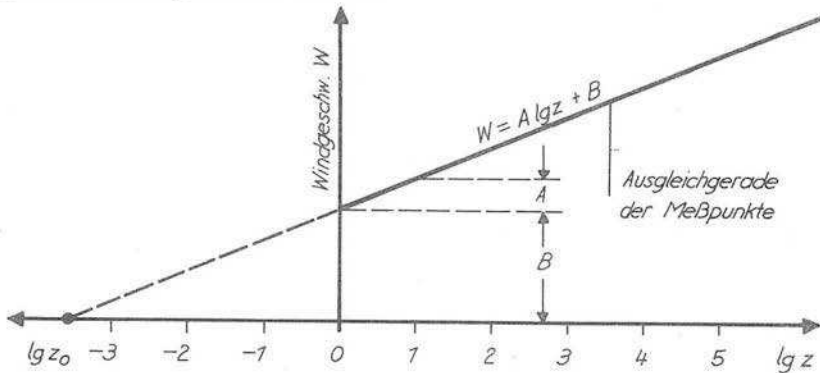


Bild 2 Auswertungsschema von Windprofilmessungen

2.1. Bestimmung nach BRUCH [1]

Aus Windprofilmessungen am Sakrower See und in der Ostsee gelangte BRUCH zu der Beziehung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,5 - 2,3) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10 \text{ m}}^2 \quad (53)$$

Gl. (53) entstammt Meßergebnissen der Windgeschwindigkeit im Bereich $w_{10 \text{ m}} \approx 2 - 9 \text{ m/s}$.

2.2. Bestimmung nach CHARNOCK [2]

Für Windgeschwindigkeiten $w_{10 \text{ m}} \approx 4 - 12 \text{ m/s}$ erhielt CHARNOCK als Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,8 - 1,6) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10 \text{ m}}^2 \quad (54)$$

2.3. Bestimmung nach CHARNOCK, FRANCIS und SHEPPARD [45]

Durch Auswertung von Windprofilmessungen, die auf einer virginischen Insel durchgeführt wurden, gelangten CHARNOCK, FRANCIS und SHEPPARD zu der Bestimmungsgleichung

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (55)$$

Bei den hierfür zu Grunde gelegten Messungen waren die Windgeschwindigkeiten etwa $w_{10\text{ m}} \cong 5\text{ m/s}$.

2.4. Bestimmung nach DEACON, SHEPPARD und WEBB [6]

Von DEACON, SHEPPARD und WEBB wurden Windprofilmessungen im Gebiet des Philippinengrabens vorgenommen. Die Auswertung der dabei erhaltenen Meßwerte ergab:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1 - 2,4) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (56)$$

Gl. (56) entspricht Windgeschwindigkeiten $w_{10\text{ m}} \cong 5 - 17\text{ m/s}$.

2.5. Bestimmung nach DURST [8]

Auf der Grundlage von Windprofilmessungen im Ozean erhielt DURST für Windgeschwindigkeiten $w_{10\text{ m}} \cong 2,5 - 11\text{ m/s}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,3 - 0,8) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (57)$$

2.6. Bestimmung nach FARRER [45]

FARRER wertete Windprofilmessungen aus, die am Okeechobee-See ermittelt wurden. Damit gelangte er zu der Beziehung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 1,9 \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (58)$$

Angaben über die entsprechenden Windgeschwindigkeiten fehlen in diesem Falle.

2.7. Bestimmung nach HAMADA, MITSUYASU und HOSE [13]

Auf der Basis von Labormessungen untersuchten HAMADA, MITSUYASU und HOSE [13] verschiedene Windverteilungen. Für Windgeschwindigkeiten $w_{10\text{ m}} \cong 2,5 - 11\text{ m/s}$ ergab sich damit:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,7 - 1,6) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (59)$$

2.8. Bestimmung nach HAY [14]

Durch Auswertung von Windprofilmessungen in der Nähe der Hebriden gelangte HAY zu der Beziehung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,6 - 2,4) \cdot 10^{-3} \cdot w_{10\text{ m}}^2 \quad (60)$$

Die für diese Bestimmungsgleichung zu Grunde gelegten Windge-

schwindigkeiten betragen $W_{10\text{ m}} \approx 8 - 13\text{ m/s}$.

2.9. Bestimmung nach HAYAMI und KUNISHI [45]

HAYAMI und KUNISHI untersuchten Windprofile unter Laborbedingungen. Nach Übertragung ihrer Meßergebnisse nach Gl. (45) auf eine Höhe $z = 10\text{ m}$ gelangt man zu folgender Abhängigkeit:

$$\tau_{wi} = \rho_L (1,1 - 2,2) \cdot 10^{-3} \cdot W_{10\text{ m}}^2 \quad (61)$$

Gl. (61) ist auf Windgeschwindigkeiten $W_{10\text{ m}} \approx 2,5 - 25\text{ m/s}$ bezogen.

2.10. Bestimmung nach HUNT [20]

HUNT wertete Windprofilmessungen vom Okeechobee-See und vom Hefner-See aus. Unter Berücksichtigung der Temperaturverhältnisse erhielt er:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 4 \cdot 10^{-3} \left[W_{8\text{ m}} - \left[65 \frac{\text{cm}}{\text{s}} - 16,8 (T_{8\text{ m}} - T_{0\text{ m}}) \right] \right]^2 \quad (62)$$

bzw.

$$c_{d\ 8\text{ m}} = 4 \cdot 10^{-3} \frac{\left[W_{8\text{ m}} - \left[65 \frac{\text{cm}}{\text{s}} - 16,8 (T_{8\text{ m}} - T_{0\text{ m}}) \right] \right]^2}{W_{8\text{ m}}^2} \quad (63)$$

$T_{8\text{ m}}$ bzw. $T_{0\text{ m}}$ bedeuten dabei die Lufttemperatur $[^{\circ}\text{C}]$ gemessen in 8 m bzw. in 0 m Höhe über der Wasseroberfläche.

Für adiabatische Verhältnisse folgt daraus:

$$c_{d\ 8\text{ m}} = \frac{\left(W_{8\text{ m}} - 0,65 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right)^2}{W_{8\text{ m}}^2} \cdot 4 \cdot 10^{-3} \quad (64)$$

Die gemessenen Windgeschwindigkeiten, auf denen diese Gleichungen beruhen, betragen $W_{8\text{ m}} \approx 0,5 - 14\text{ m/s}$.

In einer späteren Bearbeitung von Meßwerten des Erie-Sees [45] stellte HUNT Gl. (62) um und schrieb:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 4 \cdot 10^{-3} \left[W_{18\text{ m}} - \left(65 \frac{\text{cm}}{\text{s}} - 16,8 (T_{18\text{ m}} - T_{0\text{ m}}) \right) \right]^2 \quad (65)$$

2.11. Bestimmung nach KIVISILD [26]

KIVISILD greift bei seinen Untersuchungen auf eine Beziehung zurück, die im Prinzip zuerst nach BAGNOLD und FRANCIS angegeben wurde. Aus Labor- und Naturmeßdaten ermittelte er für

$$W_{5\text{ m}} > 15 \text{ m/s}$$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{1}{6,25 \ln^2 \frac{z}{0,2 \text{ cm}}} (W_z - 280 \text{ cm/s})^2 \quad (66)$$

2.12. Bestimmung nach MODEL [27]

Auf der Grundlage der schon vorstehend zitierten Versuchswerte von BRUCH gelangte MODEL zu den beiden nachfolgenden Beziehungen für die Windschubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{1}{(8,48 + 5,75 \log \frac{z}{2 \text{ cm}})^2} W_z^2 \quad (67)$$

und

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{1}{(8,48 + 5,75 \log (z - 4 \text{ cm}))^2} W_z^2 \quad (68)$$

2.13. Bestimmung nach MOORE und LAIRD [28], [45]

Nach ihren Laboruntersuchungen erhielten MOORE und LAIRD bei Transformation über Gl. (45)

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{6 \cdot 10^{-3}}{W_{10\text{ m}}^{0,35}} \cdot W_{10\text{ m}}^2 \quad (69)$$

Die entsprechenden Windgeschwindigkeiten für Gl. (69) liegen im Bereich $W_{10\text{ m}} \approx 8 - 37 \text{ m/s}$.

2.14. Bestimmung nach ROLL [35], [36]

Von ROLL wurden im Wattenmeer nordöstlich der Insel Neuwerk 193 Windprofile untersucht. Die Windgeschwindigkeiten waren dabei $W_{10\text{ m}} \approx 3 - 10 \text{ m/s}$. Im Ergebnis der Auswertung dieser

Versuchsreihen gelangte ROLL zu nachfolgender Bestimmungsgleichung:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{1}{\left[5,75 \log \frac{2,1}{\nu_L} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} \left(z + \frac{H}{2} \right) \right]^2} \cdot W_z^2 \quad (70)$$

In Gl. (70) ist mit H die Wellenhöhe bezeichnet worden.

2.15. Bestimmung nach ROSSBY und MONTGOMERY [38]

ROSSBY und MONTGOMERY analysierten die Meßergebnisse von WÜST [11] und SHOULEJKIN [11] und erhielten

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \frac{1}{\left(5,75 \log \frac{z}{0,6 \text{ cm}} \right)^2} W_z^2 \quad (71)$$

2.16. Bestimmung nach SHEPPARD, CHARNOCK, FRANCIS [45]

Aus Meßergebnissen im Gebiet des Nordatlantiks leiteten SHEPPARD, CHARNOCK und FRANCIS folgende Beziehung ab:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \quad (72)$$

Die Windgeschwindigkeiten bei diesen Untersuchungen lagen in der Größenordnung von $W_{10 \text{ m}} \approx 5 - 18 \text{ m/s}$.

2.17. Bestimmung nach SHEPPARD und OMAR [41]

SHEPPARD und OMAR führten Windprofilmessungen im Nordatlantik durch. Sie erhielten für Windgeschwindigkeiten $W_{10 \text{ m}} \approx 3,5 - 13 \text{ m/s}$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,5 - 1,6) \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \quad (73)$$

2.18. Bestimmung nach SHOULEJKIN [45]

Aus Windprofilmessungen, die im Gebiet der Ostsee und des Schwarzen Meeres durchgeführt wurden, gelangte SHOULEJKIN zu folgendem Ausdruck für die Windschubspannungen:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (0,9 - 2,6) \cdot 10^{-3} \cdot W_{10 \text{ m}}^2 \quad (74)$$

Wahrscheinlich geht der untere Grenzwert ($c_d 10 \text{ m} = 0,9 \cdot 10^{-3}$)

auf die Ergebnisse der Beobachtungen zurück, die im Gebiet des Schwarzen Meeres gesammelt wurden. Die entsprechenden Windgeschwindigkeiten betrugen hierfür $W_{10} \approx 2,5 - 4,5 \text{ m/s}$.

2.19. Bestimmung nach SIBUL [43]

SIBUL führte umfangreiche Modellversuche zur Bestimmung des Windstau-effektes durch. In allen seinen Versuchen wurde sowohl die Windverteilung über der Wasseroberfläche wie auch die entsprechenden Lagen und Formen der Wasseroberfläche unter Wind-einwirkung gemessen. In Auswertung der Windprofiluntersuchungen dieser Beobachtungen erhielt SIBUL:

$$\tau_{wi} \left[\frac{\text{POUNDS}}{\text{FOOT}^2} \right] = 5,65 \cdot 10^{-6} \cdot W_{0,2}^{2,15} \quad (75)$$

Unter Hinzuziehungen von Meßergebnissen des Okeechobee-Sees veränderte er Gl. (75) und schreibt:

$$\tau_{wi} \left[\frac{\text{POUNDS}}{\text{FOOT}^2} \right] = 1,4 \cdot 10^{-6} \cdot W_{30}^{2,22} \quad (76)$$

In die Gln. (75) und (76) muß die Windgeschwindigkeit W in der Dimension [ft/s] eingesetzt werden.

Die Windgeschwindigkeiten bei den Versuchen lagen im Bereich $W_{0,2} \approx 10 - 33 \text{ ft/s}$.

Werden die Gln. (75) und (76) unter Zugrundelegung von

$$\frac{\rho_w}{\rho_L} = 856 \quad \text{und} \quad \rho_w = 101,9 \frac{\text{kp} \cdot \text{s}^2}{\text{m}^4}$$

auf das metrische Maßsystem umgerechnet, so ergibt sich:

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 3,6 \cdot 10^{-3} \cdot W_{6,1}^{2,15} \text{ cm} \quad (75a)$$

und

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 0,96 \cdot 10^{-3} \cdot W_{9,14}^{2,22} \text{ m} \quad (76a)$$

2.20. Bestimmung nach SVERDRUP [44], [45]

Aus verschiedenen Untersuchungen im Atlantischen Ozean leitete

SVERDRUP als Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot 2,6 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{W^2}{10 \text{ m}} \quad (77)$$

ab.

2.21. Bestimmung nach WÜST [11], [30], [43]

WÜST untersuchte Windprofile, die von ihm im Gebiet der Ostsee gemessen wurden. Auf der Basis dieser Beobachtungen gelangt man zu

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot (1,23 - 1,43) \cdot 10^{-4} \cdot W^2 \quad (78)$$

Die Windgeschwindigkeiten lagen bei diesen Untersuchungen zwischen 3,7 und 7 m/s und wurden wahrscheinlich in 6 m Höhe über der Wasseroberfläche gemessen.

3. Kritische Betrachtung der Bestimmungsgleichungen für die Windschubspannungen

In den beiden vorhergehenden Abschnitten wurde ein Überblick über die wichtigsten und bekanntesten Bestimmungsmethoden für die Windschubspannungen gegeben. Obwohl der Verfasser sich dabei bemüht hat, die Gültigkeitsgrenzen der einzelnen Beziehungen nach den ihnen zugrunde liegenden Experimenten möglichst genau zu fixieren, um auf diese Weise Fehlanwendungen zu vermeiden, sind die zahlenmäßigen Unterschiede, die sich nach den verschiedenen Verfahren ergeben, erheblich.

Für eine Windgeschwindigkeit $W_{10 \text{ m}} = 5 \text{ m/s}$ ergibt sich beispielsweise als Mittelwert aller anwendbaren Verfahren ein Widerstandskoeffizient (entsprechend Gl. (52) in der Größe $c_d/10 \text{ m} \cong 1,50$ mit einem mittleren quadratischen Fehler von ungefähr 0,8. Der äquivalente Wert für $W_{10 \text{ m}} = 25 \text{ m/s}$ ist $c_d/10 \text{ m} \cong 2,4$ und der dabei auftretende mittlere quadratische Fehler 0,6.

Auch im Strukturaufbau der verschiedenen Formeln kann keine einheitliche Tendenz erkannt werden.

Obwohl die meisten Autoren in Analogie zur Strömung in rauen Rohren

$$\tau_{wi} \sim W^2$$

setzen, wurden auch andere Abhängigkeiten zur Charakterisierung der Windschubspannungen benutzt.

Beispielsweise

$$\text{MOORE und LAIRD} \quad \tau_{wi} \sim W^{1,65}$$

$$\text{ROLL (näherungsweise)} \quad \tau_{wi} \sim W^{1,75}$$

$$\text{SIBUL} \quad \tau_{wi} \sim W^{2,15}$$

$$\tau_{wi} \sim W^{2,22}$$

bzw.

$$\tau_{wi} \sim W^{4,04} \left(\frac{S}{d} \right)^{-0,0768}$$

$$\text{HAYFORD} \quad \tau_{wi} \sim W^{2,4}$$

$$\text{HELLSTRÖM} \quad \tau_{wi} \sim W^{1,8}$$

$$\text{KEULEGAN} \quad \tau_{wi} \sim a W + b W^2$$

$$\text{NEUMANN} \quad \tau_{wi} \sim W^{1,5}$$

$$\text{PALMEN} \quad \tau_{wi} \sim W$$

$$\text{bzw.} \quad \tau_{wi} \sim a W + b W^2$$

Weiterhin stellt sich heraus, daß sogar die anhand ein und desselben Versuchsaufbaues abgeleiteten Beziehungen für die Windschubspannungen, die einmal auf Grund der Windprofilmessungen und auf der anderen Seite von der Wasserspiegelmessung her aufgebaut wurden (vgl. beispielsweise die Gln. (39) und (75)) unterschiedliche Aussagen liefern und auch einen voneinander verschiedenen Strukturaufbau besitzen.

Da aber alle zitierten Bestimmungsgleichungen der Windschubspannungen auf Versuchsdaten fußen, muß nach den Gründen gesucht werden, die diese Differenzen hervorrufen bzw. hervorgerufen haben.

Beschränkt man sich zunächst auf eine Betrachtung derjenigen Beziehungen, die aus Wasserspiegelmessungen abgeleitet werden, so können folgende Faktoren vorrangig für die aufgetretenen Unterschiedlichkeiten verantwortlich gemacht werden.

- a) fehlerhafte Einschätzung des Rauigkeitseinflusses des Seebodens und damit falsche Wahl der turbulenten Zustandsgröße λ_T

- b) Nichtbeachtung der Seegestalt bei der Auswertung
- c) Nichtbeachtung der Seebodenneigung
- d) Annahme einer ebenen Form der Wasserspiegeloberfläche

auch für Werte
$$Fr^2 = \frac{\tau_{wl}}{\rho_w \cdot h} > \frac{0,13}{\lambda_T} \frac{d}{S}$$

- e) Messungen der Wasseroberflächenneigung im Stadium des ungleichförmigen Zustandes
- f) Nichtbeachtung von Wasserschichtungen
- g) ungenaue oder gänzlich fehlende Angaben über die Meßhöhe der Windgeschwindigkeit
- h) Außerachtlassung von Luftdruck- und Lufttemperaturunterschieden.

Außer später noch interpretierten ebenfalls maßgebenden Gesichtspunkten, wird damit aus dem Gesagten verständlich, daß sich je nach Zusammenstellung und Auswahl der Meßpunkte, die unter verschiedenen Bedingungen erhalten wurden, durch Auswertung nach Gleichung (3) nicht nur zahlenmäßig, sondern auch aufbaumäßig unterschiedliche Beziehungen ergeben können. Ein Großteil dieser Unstimmigkeiten lassen sich heute auf Grund einer exakten Theorie der Windstauerscheinungen, über die an anderer Stelle berichtet werden soll, beheben. Damit könnten die Ungenauigkeiten, die sich bei der Bestimmung der Windschubspannungen aus Meßergebnissen der Wasserspiegelneigung ergeben haben, auf ein Minimum beschränkt werden. Trotzdem wird man mit dieser Methode nicht aus dem Stadium der reinen Empirie herauskommen können, weil auch dann noch die zwar unbeeinflussten Meßergebnisse pauschal entsprechenden Werten der Windgeschwindigkeit beigeordnet werden müssen. Die sogenannte "reine Empirie" ist dabei nicht nur als ein Schönheitsfehler anzusehen. Sie soll in diesem Zusammenhang vor allen Dingen die Tatsache ausdrücken, daß eine Extrapolation über den Bereich der Meßwerte hinaus von vornherein in Frage gestellt ist.

Erfolgversprechender erscheint es, die Windschubspannungen nicht aus den Reaktionen, sondern aus den primär aktiven Elementen, aus Windprofilmessungen abzuleiten. Dieses Herangehen an die vorliegende Problemstellung ist nicht neu und wurde,

wie es im vorhergehenden Abschnitt gezeigt werden konnte, von verschiedenen Autoren mit wechselhaftem Erfolg versucht. Ähnlich, wie bei den aus Wasserstandsmessungen abgeleiteten Bestimmungsgleichungen, treten auch hier teilweise erhebliche zahlenmäßige und strukturelle Unterschiede auf.

Die Gründe für diese Diskrepanzen sind jedoch anders gelagert und hauptsächlich in dem bisherigen Unvermögen zu suchen, die Rauigkeit einer gewellten Grenzfläche rechnerisch, allgemein gültig zu erfassen.

Hinzu kommt unter dem Aspekt der spezifischen Eigenschaften der Flüssigkeitsoberfläche, daß die Rauigkeitserhebungen nicht als konstant, sondern als variabel, abhängig von der Windstärke und mit Eigengeschwindigkeiten ausgestattet, angesehen werden müssen. Ein Versuch dieses komplizierten Phänomen physikalisch sinnvoll zu beschreiben und mathematisch zu fixieren, soll im Folgenden dargestellt werden.

3.1. Windschubspannungen an glatten Wasseroberflächen

Bei geringen Windgeschwindigkeiten bleibt die Wasseroberfläche frei von jeglicher Wellenbewegung. Sie repräsentiert sich als eine gleichmäßige glatte Fläche ohne Erhebungen. Da die durch den Wind erzeugten Strömungsgeschwindigkeiten des Wassers an dieser Grenzfläche um Zehnerpotenzen geringer sind als die entsprechenden Windgeschwindigkeiten, kann aus diesen Tatsachen die Berechtigung abgeleitet werden, die Gesetzmäßigkeiten der Grenzschichtströmung an einem festen Körper unter hydraulisch glatten Bedingungen auf diese Problemstellung zu übertragen. Wird in direkter Analogie zur Rohrströmung mit einer konstanten Grenzschichtstärke gerechnet und damit eine Entwicklung des Geschwindigkeitsprofils entlang der Lauflänge ignoriert, so ergibt sich aus Gleichung (50) mit dem Rauigkeitsparameter nach NIKURADSE

$$z_0 = \frac{\nu}{\alpha \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}}$$

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \left[5,75 \lg \left(\frac{2}{\gamma_L} \cdot \frac{z}{\rho_L} \frac{\tau_{wi}}{\rho_L} \right) \right]^{-2} \cdot \eta_z^2 \quad (78)$$

Der Beweis für die Anwendbarkeit dieser Beziehung auf die Bestimmung der Windschubspannungen kann relativ leicht anhand von Versuchsergebnissen erbracht werden. Zweckmäßigerweise wird auch hierbei auf die Labormesswerte von KEULEGAN [24] zurückgegriffen, die sich neben der oft gerühmten Genauigkeit vor allen Dingen auch dadurch auszeichnen, daß in besonderen Versuchsreihen durch Zucker- und Waschmittelzusätze die Wasseroberfläche auch bei höheren Windgeschwindigkeiten glatt gehalten werden konnte.

Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist bereits in Gl. (18) dargestellt worden.

Die entsprechende Umrechnung ergab mit Gl. (20):

$$\tau_{wi} = 2,25 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_L \cdot W_5^2 \text{ cm}$$

Die dafür maßgebenden Windgeschwindigkeiten lagen in der Größenordnung

$$W_5 \text{ cm} \approx 200 - 600 \text{ cm/s}$$

Wird Gl. (78) nun auf die Schreibweise von Gl. (20) gebracht, so ergibt sich:

$$c_{d/z-h} = \frac{\tau_{wi}}{\rho_L \cdot W_z^2} = \frac{1}{\left[5,75 \log \left(\frac{9 \cdot z}{\nu_L} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} \right) \right]^2} \quad (79)$$

Mit

$$\sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} = \sqrt{c_{d/z}} \cdot W_z$$

$$z = 5 \text{ cm}$$

und

$$\nu_L = 0,15 \text{ cm}^2/\text{s}$$

ergibt sich daraus

$$W_5 \text{ cm} = \frac{10 \sqrt{c_{d/5 \text{ cm}}} \cdot 5,75}{300 \cdot \sqrt{c_{d/5 \text{ cm}}}} \quad (80)$$

Wird weiterhin in Gl. (80) $c_{d/5 \text{ cm}} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ eingesetzt, so folgt

$$W_{5 \text{ cm}} = 579 \text{ cm/s}$$

Für $c_{d/5 \text{ cm}} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich

$$W_{5 \text{ cm}} = 199 \text{ cm/s}$$

Diese Werte entsprechen aber sehr genau dem zugrunde gelegten Meßbereich der Windgeschwindigkeit, so daß

$$c_{d/5 \text{ cm}} = 2,25 \cdot 10^{-3} \quad (\text{nach Gl. (20)})$$

als Mittelwert angesprochen werden kann. Nach Gl. (78) gilt er exakt für eine Windgeschwindigkeit $W_{5 \text{ cm}} = 321 \text{ cm/s}$.

In Gl. (78) sind die Windschubspannungen τ_{wi} impliziert in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit dargestellt. Verwendet man eine ähnliche Näherung, wie sie beispielsweise BLASIUS für glatte Rohre benutzt, so erhält man für diesen Rechnungsbereich in Hinsicht auf die Strukturformel eine Proportionalität

$$\tau_{wi} \sim W^{1,75} \quad (81)$$

Unter bestimmten Bedingungen können auch bei glatten Wasseroberflächen von Gl. (78) abweichende Ergebnisse erhalten werden. Insbesondere gilt das für Laboruntersuchungen mit relativ kurzen Gerinnelängen und relativ großen Höhen des Luftkanals über der Wasseroberfläche. In diesen Fällen muß der Entwicklung der Grenzschicht entlang des Gerinnes Rechnung getragen und die Analogie zum Widerstand einer längsangeströmten einseitig benetzten Platte angestrebt werden (vgl. [40]). Auf diese Weise erhält man dann eine längenabhängige Beziehung für die Windschubspannungen und im Hinblick auf den Struktur- aufbau eine Proportionalität

$$\tau_{wi} \sim W^{1,75} \text{ bis } 1,8 \quad (82)$$

Da diese Bedingungen aber im allgemeinen eine untergeordnete Rolle spielen, wird im Rahmen dieser Arbeit auf eine weitere

Ausführung verzichtet und auf die entsprechende Literatur [40] verwiesen.

Um die richtige Anwendung von Gl. (78) zu garantieren, muß abschließend ihr Gültigkeitsbereich eingegrenzt werden. Gl. (78) war an die Bedingung einer glatten Wasseroberfläche gebunden und dementsprechend endet ihre Anwendbarkeit mit dem Auftreten der ersten Initialwellen. Zur Bestimmung dieses Anregungszustandes können Untersuchungsergebnisse verschiedener Forscher herangezogen werden.

Aus den schon oftmals zitierten Laborversuchen von KEULEGAN [24] ergab sich:

$$W_{kr/5 \text{ cm}} = 16,2 \cdot \sqrt[3]{g \cdot \nu_w \cdot \frac{\rho_w}{\rho_L}} \quad (83)$$

Für Temperaturverhältnisse von 20° C folgt daraus:

$$W_{kr/5 \text{ cm}} = 3,28 \text{ m/s}$$

Nach einer theoretischen Interpretation in Verbindung mit Naturbeobachtungen gelangte JEFFREYS [21] zu nachfolgender Bestimmungsgleichung für das Entstehen der ersten Wellenbewegung

$$W_{kr/10 \text{ m}} \approx 5 \sqrt[3]{g \cdot \nu_w \frac{\rho_w}{\rho_L}} \quad (84)$$

Ähnlich sind auch die Beobachtungsergebnisse von SCOTT, RUSSEL und NEUMANN [32] gelagert, die als Kriterien

$$W_{kr/10 \text{ m}} = 0,85 \text{ m/s} \quad (85)$$

bzw.

$$W_{kr/10 \text{ m}} = 0,69 \text{ m/s} \quad (86)$$

angeben.

Zwischen den Aussagen nach Gl. (83) und den Gln. (84) bis (86) besteht ein wesentlicher größenmäßiger Unterschied, der im Augenblick noch nicht exakt geklärt werden kann. Es ist jedoch zu vermuten, daß Instabilitäten und Störungen, mit denen unter

den Bedingungen in der Natur immer gerechnet werden muß, die Wellenbewegung früher entstehen lassen als unter entsprechend störungsfreien Laborverhältnissen. Bei Anwendung von Gl. (78) auf Naturverhältnisse ist also das Kriterium von JEFFREYS zu bevorzugen, das dann die Aussage erbringt

$$W_{kr}/10 \text{ m} \cong 1 \text{ m/s} \quad (87)$$

3.2. Windschubspannungen einer welligen Wasseroberfläche

Mit dem Auftreten der ersten Wellenbewegung war, wie es vorstehend geschildert wurde, die Gültigkeit der in Analogie zur Rohrströmung im hydraulisch glatten Bereich gewonnenen Bestimmungsgleichung (78) erschöpft. Im Gebiet höherer Windgeschwindigkeiten muß deshalb die Berechnung der Schubspannungen auf eine gewellte Grenzfläche bezogen werden. Aber gerade dieser Umstand stellt die Forschung vor eine Aufgabe, die bisher noch nicht gelöst ist.

Nicht akzeptabel erscheint die direkte Übertragung der bekannten Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung im hydraulisch rauen Bereich. Beispielsweise wurde von SEIFERTH, KRÜGER und WIEDERHOLD bei der Überprüfung der Leistung der Eckertal-Fernwasserleitung, an der sich in der Zeit ihrer Nutzung ein riefelartiger Belag quer zur Strömungsrichtung gebildet hatte, Widerstandskoeffizienten ermittelt, die mit den üblichen Kriterien der Sandrauigkeiten nicht in Einklang zu bringen waren.

Für die hier vorliegende Problemstellung tritt außerdem erschwerend hinzu, daß die Wellendimensionen im allgemeinen nicht konstant sind, sondern als Variable der Windgeschwindigkeit und der Streichlänge aufgefaßt werden müssen.

Weiterhin bilden Windwellen ein Spektrum und im Gegensatz zur welligen festen Wand besitzen sie Fortschrittsgeschwindigkeiten. Wenn trotzdem der Versuch unternommen werden soll, auch für diese Bedingungen eine Bestimmungsgleichung für die Windschubspannungen zu entwerfen, so muß es unter vereinfachenden, idealisierenden Voraussetzungen erfolgen.

Sie bestehen zunächst darin, daß man sich die Wellenbewegung

aus zwei Grundbewegungssystemen zusammengesetzt vorstellt. Das eine dieser Systeme wird durch die Träger- oder Hauptwellen gebildet. Überlagert werden diese makroskopischen Wellenerscheinungen von sehr kleinen Wellengebilden, sog. Rauigkeitshöckern, die entsprechend ihrer geringen Wellenlänge auch eine vernachlässigbar kleine Fortschrittsgeschwindigkeit besitzen.

Diese in Rechnung gestellten Voraussetzungen können in ihren Grundzügen durch Beobachtungen belegt werden. Sie lassen sich übrigens auch physikalisch detailliert nachweisen, wenn das Zusammenwirken von Kapillarität und Schwerkreeinfluß auf die Wellenanfachung betrachtet wird. Als Ausgangspunkt der Berechnung wird Gl. (45) gewählt, deren Integrationskonstante um ein Glied erweitert wird.

$$\frac{W_z}{\sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}}} = \frac{2,3}{\kappa} (\lg z - \lg z_0 - A) \quad (88)$$

In dieser Beziehung stellt $\lg z_0$ den Einfluß der Grund- und A den Einfluß der Wellenrauigkeit dar. Da der Einfluß der Wellenrauigkeit einerseits verschwinden muß, wenn die Wellensteilheit $\delta = H/L$ gleich Null wird und auf der anderen Seite auch dann, wenn die Wellengeschwindigkeit v_w gleich der Windgeschwindigkeit W_z ist, wird diese Proportionalität zur Andeutung der Größe A in Gl. (88) benutzt. Wenn a als zunächst noch unbekannte echte Konstante aufgefaßt wird, ist danach

$$\begin{aligned} A &= a \cdot \delta \frac{W_z - v_w}{W_z} = a \delta \left(a - \frac{v_w}{W_z} \right) = \\ &= a \cdot \frac{H}{L} \left(1 - \sqrt{\frac{\kappa \cdot L}{2 \pi} \tanh \frac{2 \pi d}{L}} \right) \end{aligned} \quad (89)$$

Diese Beziehung kann in Gl. (88) eingesetzt werden. Zu ihrer weiteren Auslegung müssen jedoch zwei Fälle unterschieden werden.

a) Grundrauigkeit - hydraulisch glatt

Um bei der Erforschung von Rauigkeitsproblemen über den heu-

tigen Status hinweg fortzuschreiten, ist es unerlässlich, den physikalischen Sinninhalt der bisher recht pauschal gebrauchten Begriffe "hydraulisch glatter Bereich", Übergangsbereich und "hydraulisch rauher Bereich" auszuweiten. Nach Ansicht des Verfassers kann das dadurch erfolgen, daß man zweckmäßiger das Vorhandensein von Ablösungserscheinungen an den Rauigkeitserhebungen als Kriterium benutzt. Danach wäre der hydraulisch glatte Bereich durch Freiheit von jeglichen Ablösungserscheinungen im Bereich der turbulenten Strömung gekennzeichnet. Mit dem Beginn der Ablösungsvorgänge würde dann die Gültigkeit der Beziehungen des Übergangsbereiches einsetzen und schließlich wäre als Charakteristikum für den hydraulisch rauhen Bereich die volle Ausbildung der Ablösungserscheinungen über das gesamte Gebiet zwischen den Rauigkeitserhebungen anzusprechen. Vergleicht man die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen mit den bisherigen Kriterien, so kann nur teilweise Übereinstimmung erreicht werden. Vollkommen gleichartig bleiben allerdings die Aussagen solange die Rauigkeitshöcker von der laminaren Grenzschicht überdeckt sind.

Wesentlich anders dagegen können sich die Verhältnisse gestalten, wenn die Rauigkeitserhebungen aus dem Bereich der laminaren Grenzschicht herausragen. Außer kennzeichnenden Werten für die Geschwindigkeiten müssen vor allen Dingen auch die Formen der Rauigkeitshöcker in Rechnung gestellt werden, wenn der Beginn bzw. die Ausbildung der Ablösungsvorgänge charakterisiert werden soll. In dieser Hinsicht ist es ohne weiteres vorstellbar, daß bei entsprechender Formgestaltung die Rauigkeiten in den Übergangsbereich und vielleicht auch darüber hinaus in die Strömung hineinragen können, ohne daß Ablösungen auftreten.

Dementsprechend können für solche Fälle auch dann, wenn das bisherige Kriterium für den hydraulisch glatten Strömungsbereich nicht eingehalten wird, Widerstandsgesetzmäßigkeiten erwartet werden, die dem Strömungszustand unter hydraulisch glatten Wandbedingungen entsprechen. Versucht man nun diese Erkenntnisse auf die Bestimmung der Windschubspannungen anzuwenden, so kann man sich von folgendem Gedanken leiten lassen.

Bei relativ geringen Windgeschwindigkeiten sind über den Wellen Luftströmungen möglich, die ohne jegliche Ablösungserscheinungen vor sich gehen. Für diese Bedingungen müßten also die Gesetzmäßigkeiten des hydraulisch glatten Bereiches gelten, allerdings unter Beachtung der zusätzlichen Größe, die aus dem Druckwiderstand des Wellenprofils resultiert.

In Gl. (89) wird deshalb unter diesen Voraussetzungen für den Parameter der Grundrauigkeit z_0 die Größe entsprechend den Untersuchungen von NIKURADSE eingeführt. Damit ergibt sich:

$$\frac{W_z}{\sqrt{\frac{\tau_{wl}}{\rho_L}}} = \frac{2,3}{\chi} \log \frac{z \cdot 9 \cdot \sqrt{\frac{\tau_{wl}}{\rho_L}}}{\nu_L \cdot 10^a \cdot \delta \left(1 - \frac{v_w}{W_z}\right)} \quad (90)$$

und aufgelöst nach den gesuchten Windschubspannungen mit $\chi = 0,4$

$$\tau_{wl} = \rho_L \cdot \frac{1}{5,75 \log \left(9 \cdot 10^{-a} \cdot \delta \left(1 - \frac{v_w}{W_z}\right) \cdot \frac{z}{L} \sqrt{\frac{\tau_{wl}}{\rho_L}} \right)^2} \cdot W_z^2 \quad (91)$$

In dieser Form besitzt Gl. (91) eine auffallende Ähnlichkeit mit der von ROLL aus Meßwerten abgeleiteten Beziehung Gl. (70), die von vornherein durch den Umfang der Beobachtungen durch die Genauigkeit der Meßergebnisse und ihrer Auswertung für den ihr zugrunde liegenden Geltungsbereich den Bestimmungsformeln anderer Autoren überlegen erscheint. Gl. (91) wird mit Gl. (70) identisch, wenn $H/2$ gegenüber der Meßhöhe z vernachlässigt und

$$\frac{9}{10^a \left(1 - \frac{v_w}{W_z}\right)} = 2,1 \quad (92)$$

gesetzt wird. Der mit Gl. (92) erhaltene Ausdruck kann aber gleichzeitig zur weiteren Aufschlüsselung der theoretisch erhaltenen Beziehung (Gl. (91)) herangezogen werden. Da bei den Untersuchungen von ROLL die Wellensteilheit $\delta = \frac{H}{L} = \frac{1}{20}$ betrug, ergibt sich aus Gl. (92)

$$a \cdot \left(1 - \frac{v_w}{W_z}\right) = 20 \log \frac{9}{2,1} = 12,64 \quad (93)$$

und entsprechend Gl. (91)

$$\tau_{wl} = \rho_L \frac{1}{\left[5,75 \log \left(\frac{9 \cdot z}{10^{12,64} \cdot \delta \cdot \nu_L}\right) \sqrt{\frac{\tau_{wl}}{\rho_L}}\right]^2} \cdot W_z^2 \quad (94)$$

Die weitere Verfeinerung von Gl. (94) auf der Grundlage von Gl. (91) stößt auf Schwierigkeiten, weil die dazu notwendigen genauen Meßwerte fehlen. Nachfolgende Ausführungen können deshalb zunächst nur als Schätzungen betrachtet werden.

Wie es schon vorher erwähnt wurde, lagen die Windgeschwindigkeiten bei den Versuchen von ROLL im Bereich

$W_{10\text{ m}} = 3 - 10 \text{ m/s}$. Die Wellenhöhen variierten zwischen 0,1 und 30 cm und die Wassertiefen zwischen 1 cm und 175 cm. Die Werte der Wellensteilheiten hatten nur geringe Schwankungen und wurden im Mittel mit $H/L = 1/20$ angegeben.

Problematisch ist es, diese Einzelangaben einander zuzuordnen und sie zur Ausdeutung der vollständigen Bestimmungsgleichung der Windschubspannungen nach Gl. (91) zu benutzen.

Mit einiger Sicherheit kann dieses Vorgehen nur für die oberen Grenzwerte der zitierten Angaben gewährleistet werden. Offensichtlich muß die größte gemessene Wellenhöhe der größten registrierten Windgeschwindigkeit und der maximalen Wassertiefe zugeordnet werden. Die dazu gehörende Wellensteilheit kann nur um ein geringfügiges Maß größer sein als der angegebene Mittelwert von $H/L = 1/20$.

Werden deshalb zur weiteren Auswertung

$W_{10\text{ m}} = 10 \text{ m/s}$; $H = 0,30 \text{ m}$; $h = 1,75 \text{ m}$; $H/L = 1/19$ und damit $L = H/\delta = 0,3 \cdot 19 = 5,70 \text{ m}$ in Rechnung gestellt, so folgt:

$$\begin{aligned} v_w &= \sqrt{\frac{E \cdot L}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L}} = \sqrt{\frac{9,81 \cdot 5,70}{6,28} \tanh \frac{2\pi \cdot 1,75}{5,75}} \\ &= \sqrt{8,53} = 2,92 \frac{\text{m}}{\text{s}} \end{aligned}$$

Für den oft als Wellenalter bezeichneten Quozienten $\frac{v_w}{W_{10\text{ m}}}$ ergibt sich damit:

$$\frac{v_w}{W_{10\text{ m}}} = \frac{2,92}{10} = 0,292$$

und für den Koeffizienten a nach Gl. (92):

$$a = \frac{\log 9/2,1}{f(1 - \frac{v_w}{W_{10\text{ m}}})} = \frac{19 \log 4,28}{0,708} = \frac{19 \cdot 0,6314}{0,708} = 16,95 \approx 17 \quad (95)$$

Aus Gl. (91) ergibt sich schließlich als Endresultat für die vom Wind an der Wasseroberfläche eingetragenen Schubspannungen

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot \left[5,75 \cdot \log \left(\frac{9 \cdot 10\text{ m}}{10^A \cdot \nu_L} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} \right) \right]^{-2} \cdot W_{10\text{ m}}^2 \quad (96)$$

mit:

$$A = 17 \cdot \frac{H}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\frac{g \cdot L}{2\pi}} \cdot \tanh \frac{2\pi \cdot h}{L}}{W_{10\text{ m}}} \right) \quad (97)$$

b) Grundrauhigkeit - hydraulisch rauh

Einleitend wurde der Bestimmung der Windschubspannungen eine idealisierte Form der Wellenbewegung bestehend aus Mikro- und Trägerwellen zugrunde gelegt. Wird nun die Windgeschwindigkeit über eine bestimmte Größe hinaus erhöht, so sind Ablösungsercheinungen in den Mikrowellen zu erwarten. Wenn sich diese Ablösungsvorgänge schließlich voll ausgebildet haben, so kann man entsprechend den vorhergehenden Ausführungen vom hydraulisch rauhen Verhalten sprechen und die Dimensionen der Mikrowellen als direkten Bezugsparameter für die Rauheitscharakterisierung benutzen. Voraussetzung dafür ist natürlich, daß die Größenverhältnisse dieser Mikrowellen bekannt sind.

Auch auf diesem Gebiet hat sich KEULEGAN [24] verdient gemacht und die Schätzwerte anderer Autoren (z.B. NEUMANN, THORADE, CORNISH) durch Messungen auf eine reale Grundlage gestellt. Aus seinen Untersuchungen ergab sich, daß diese Mikrowellen eine Wellenhöhe von 2 mm und eine Wellenlänge von 4 bis 2 cm besitzen. Um aber mit diesen Größen die Grundrauhigkeit erfassen zu können, müssen weiterhin die Ergebnisse

von MOTZFELD [29] herangezogen werden. H. MOTZFELD untersuchte in einem 9 m langen Luftkanal die Strömungsverhältnisse an aus Gips nachgebildeten Wellenmodellen. Die Auswertung dieser Versuche ergab bei voll ausgebildeten Ablösungserscheinungen:

$$z_o = \frac{H}{7,25} \quad (98)$$

Wird nun dieses Ergebnis, zusammen mit der von KEULEGAN angegebenen Größe für die Mikrowellen, zur Bestimmung der Wind-schubspannungen benutzt, so ergibt sich aus Gl. (88) und Gl. (93)

$$\tau_{wi} = \rho_L \frac{1}{\left[5,75 \log \frac{7,25 \cdot z}{0,2 \text{ cm} \cdot 10^{12,64 \delta}} \right]^2} \cdot W_z^2 \quad (99)$$

Bei einer Meßhöhe der Windgeschwindigkeit von $z = 10 \text{ m}$ können damit die Widerstandsbeiwerte $c_{d/10 \text{ m}}$ für verschiedene Wellensteilheiten mit folgenden Werten fixiert werden.

$\delta = H/L$ [1]	1/10	1/12	1/15	1/20
$c_{d/10 \text{ m}}$ [1]	$2,78 \cdot 10^{-3}$	$2,44 \cdot 10^{-3}$	$2,19 \cdot 10^{-3}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$

Im Vergleich mit den empirisch abgeleiteten Beziehungen (für relativ hohe Windgeschwindigkeiten) wird es erkennbar, daß diese Größen recht gut den Bereich der dort angegebenen Widerstandsbeiwerte erfüllen und diese gleichzeitig detaillieren.

Sollen die mittleren Verhältnisse in den europäischen Seegebieten mit einem Wert der Wellensteilheit von $\delta = \frac{1}{15}$ charakterisiert werden, so folgt aus Gl. (99):

$$\tau_{wi} = \rho_L \frac{1}{\left[5,75 \log \frac{z}{0,192 \text{ cm}} \right]^2} W_z^2 \quad (100)$$

Besonders auffällig wird in dieser Schreibweise die Ähnlichkeit von Gl. (100) mit der von KIVISILD aufgestellten Beziehung (Gl. (66)). Statt dem in Gl. (100) angegebenen Wert $z_o = 0,192 \text{ cm}$ wird dort ein Rauigkeitsparameter $z_o = 0,2 \text{ cm}$ ausgewiesen, mit dem nach den Untersuchungen von KIVISILD die

Windschubspannungen für den Bereich $w_{5m} > 15 \text{ m/s}$ gut erfasst werden können.

Wird die Aufschlüsselung von Gl. (99) weiter getrieben, so ergibt sich zusammen mit Gl. (95):

$$\tau_{wi} = \rho_L \left[\frac{1}{5,75 \log \frac{7,25 \cdot z}{0,2 \text{ cm} \cdot 10^{17} d \left(1 - \frac{v_w}{w_z}\right)}} \right]^2 \cdot w_z^2 \quad (101)$$

In dieser Gleichung wurden ebenso wie in Gl. (96), für die Bereichscharakteristik "Grundrauhigkeit - rauh", die Windschubspannungen detailliert in Abhängigkeit von der Dichte der Luft, der Größe und Meßhöhe der Windgeschwindigkeit, der Wellensteilheit und der Wellengeschwindigkeit dargestellt.

Zur richtigen Einschätzung und Anwendung dieser Bestimmungsgleichungen muß weiterhin auf zwei Aspekte, die bisher in den dargestellten Betrachtungen noch nicht eingeschlossen waren, hingewiesen werden.

Alle Angaben der Windgeschwindigkeiten, die bei den theoretisch entwickelten Beziehungen benutzt wurden, sind als Mittelwerte der Geschwindigkeit in einer beliebigen Meßhöhe z zu verstehen. Wird aber nun ein Meßinstrument in sehr geringer Höhe über der Wasseroberfläche stationär gehalten, so ist die sich daraus ergebende Registrierung nicht mit diesen Mittelwerten identisch. Beim Meßvorgang bewegen sich die Wellen unter dem Meßinstrument hinweg. Dementsprechend ist auch die Messung periodischen Schwankungen unterworfen.

Im Bereich der Wellenberge ergeben sich infolge der Drängung der Stromlinien größere und im Gebiet der Wellentäler, bedingt durch die größeren Abstände der Stromlinien, kleinere Windgeschwindigkeiten. Da aber mit den Meßgeräten allgemein der Staudruck ermittelt wird, sind die hierbei ausgewiesenen Daten als quadratische Mittel der Geschwindigkeiten anzusprechen. Sie müssen damit immer größer sein, als die für die Rechnung erforderlichen reinen Mittelwertangaben der Windgeschwindigkeiten. Die aus diesen Bedingungen entspringenden Schwierigkeiten

für die Bestimmung der Windschubspannungen umgeht man im allgemeinen dadurch, daß man auf größere Meßhöhen (nach KIVISILD: "einige Meter über der Wasseroberfläche") zurückgreift, wo die periodischen Störungen durch die Wellenbewegung als abgeklungen und die Stromlinien wieder als Geraden betrachtet werden können. Versperrt bleibt dieser Ausweg aber bei der Auswertung von Modelluntersuchungen, bei denen man durch den Versuchsaufbau gezwungen ist, die Windgeschwindigkeiten in der Höhe von einigen Zentimetern über der Wasseroberfläche zu messen und diese Daten als Bezugspunkte für die nachfolgende Berechnung zu benutzen.

In diesen Fällen muß in die Bestimmungsgleichungen der Windschubspannungen ein Korrekturglied eingeführt werden, das die Abweichungen berücksichtigt.

Zweckmäßig kann das in der Form

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot c_{d/z} \cdot (W_z - W_k)^2 \quad (102)$$

erfolgen.

Von einer bestimmten, in der Höhe z über dem Wasserspiegel gemessenen Größe der Windgeschwindigkeit wird ein gewisser Betrag W_k (Korrekturglied) subtrahiert, der den Meßwert der Geschwindigkeit auf die Mittelwertangabe reduzieren soll. Nach den Ausführungen von KIVISILD [26] ist:

$$W_k = 2,80 \text{ m/s} \quad \text{für} \quad W_{5 \text{ m}} > 15 \text{ m/s} \quad (103)$$

Zur Überprüfung dieser Angabe wurden vom Verfasser die Modellmessungen von SIBUL [43] herangezogen. Ein durchgeführter Vergleich mit den dort ausgewiesenen Windprofilmessungen erbrachte eine größenmäßige Übereinstimmung, so daß der Wert nach Gl. (103) zur Korrektur der dicht an der Wasseroberfläche gemessenen Windgeschwindigkeiten empfohlen werden kann. Genauere Aufschlüsse über diese Größe sind erst auf Grund systematischer, an festen Wellenmodellen durchgeführter Versuche möglich. Hierbei können sowohl stationäre Einzelmessungen über den verschiedenen Punkten der Wellenprofile angestellt werden, wie auch Untersuchungen, bei denen das Meßinstrument mit einer bestimmten Geschwindigkeit über die als Festkörper nachgebil-

deten Wellen hinweggezogen wird. Der Vergleich, der aus den stationären Einzelmessungen bestimmbaren Mittelwerte der Windgeschwindigkeiten mit den Ergebnissen der zweiten Versuchsgruppe liefert dann die gesuchte Korrekation als Funktionsausdruck

$$W_k = f \left(z ; \frac{H}{Z} \right)$$

Weiterhin muß darauf hingewiesen werden, daß die entwickelten Bestimmungsgleichungen für die Windschubspannungen streng genommen nur für adiabatische Verhältnisse, bei denen kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, Gültigkeit besitzen können. Wie es die Untersuchungen von SHEPPARD [41] zeigen, müssen bei Abweichungen von dieser Bedingung sowohl der Rauigkeitsparameter z_0 wie auch die PRANDTLsche Konstante als Funktion des Temperaturgradienten aufgefaßt werden. Da aber die Grundgesetzmäßigkeiten für derartige Abhängigkeiten augenblicklich noch nicht als ausreichend geklärt angesehen werden können, muß im Rahmen dieser Bearbeitung auf eine genauere Analyse verzichtet werden. Einen ersten Anhalt über den Einfluß des Temperaturgradienten auf die Bestimmung der Windschubspannungen kann man aus den Meßergebnissen von HUNT [20], die ihren Niederschlag in den Gln. (62) und (65) fanden, ableiten. Man geht dabei so vor, daß man entsprechend den Gln. (101) bzw. (96) den Widerstandsbeiwert $c_{d/10 \text{ m}}$ für adiabatische Verhältnisse bestimmt und diesen dann durch Multiplikation mit der Größe

$$\frac{\left[W_{10 \text{ m}} + 0,168 (T_{10 \text{ m}} - T_0) \right]^2}{W_{10 \text{ m}}^2} \quad (104)$$

verallgemeinert. In diesem Ausdruck bezeichnen $T_{10 \text{ m}}$ und T_0 die Lufttemperatur (in $^{\circ}\text{C}$) in 10 m bzw. 0 m Höhe über der Wasseroberfläche und der Koeffizient 0,168 besitzt die Dimension $\left[\frac{\text{m}}{\text{s}^2 \text{ } ^{\circ}\text{C}} \right]$.

Die Windschubspannungen können anschließend mit nachfolgender Beziehung berechnet werden

$$\tau_{wi} = \rho_L \cdot c_d / 10 \text{ m} \left[W_{10 \text{ m}} + 0,168 (T_{10 \text{ m}} - T_{0 \text{ m}}) \right]^2 \quad (105)$$

Widerstandsbeiwert für adiabatische Verhältnisse

Die Bedeutung dieser Abhängigkeit darf nicht überschätzt werden. Gl. (105) besitzt lediglich überschläglichen Charakter und kann keinen Anspruch auf extreme Genauigkeit in bezug auf die Temperaturverhältnisse erheben. Sie ist ein zur Zeit noch notwendiger Behelf zur Berücksichtigung des Einflusses des Temperaturgradienten auf die Bestimmung der Windschubspannungen. Die Umrechnung von den vorher fixierten Gesetzmäßigkeiten bei adiabatischen Verhältnissen auf die Bedingungen eines beliebigen anderen Wärmehaushaltes erfolgte auf der Basis der von HUNT analysierten Meßergebnisse, die am Okeechobee-See, am Hefner-See und am Erie-See ermittelt wurden. Durch Selektion des Einflusses des Temperaturgefälles aus den Gln. (62) und (65) ergab sich der Umrechnungsfaktor nach Gl. (104). Dabei entnahm der Verfasser die Berechtigung für die Auslegung der Kennwerte auf die gebräuchliche Meßhöhe von 10 m über der Wasseroberfläche der Tatsache, daß HUNT das numerisch gleiche Ergebnis sowohl für eine Höhenkote von $z = 8 \text{ m}$, wie auch für $z = 18 \text{ m}$ angab.

Zusammenfassung

Die vorstehend dargestellten Untersuchungen gehörten zu einem Forschungsprogramm, in dem der Komplex der durch Wind erzeugten Strömungs- und Stauerscheinungen behandelt wurde.

Als wichtige Kenngröße zur Charakterisierung dieser Effekte war innerhalb dieses Aufsatzes die Berechnung der an der Wasseroberfläche angreifenden Windschubspannungen Gegenstand der Erörterung.

Begonnen wurde mit einer Zusammenstellung empirischer und halbempirischer Bestimmungsgleichungen, denen umfangreiches Beobachtungsmaterial zu Grunde liegt. Getrennt nach den Auswertungsmethoden wurde sie in zwei Gruppen gegliedert. Dabei bemühte sich der Verfasser, die Beobachtungsbedingungen möglichst genau zu interpretieren, um auf diese Weise, durch die Festle-

gung von Gültigkeitsgrenzen, die dem Variationsbereich der Meßwerte entsprachen, Fehlenwendungen zu vermeiden.

Trotzdem bleiben die Unterschiede zwischen den einzelnen Verfahren erheblich. Diese Tatsache bildete den Anlaß für neue Untersuchungen.

Sie wurden aufgebaut auf einem verallgemeinerten Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung in der Form

$$\frac{W_z}{\sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}}} = \frac{2,3}{\chi} \left[\log z - \log(z_0 \cdot 10^A) \right]$$

Dabei wird durch die Größe z_0 die sogenannte Grundrauhigkeit und durch die Größe A die Wellenrauhigkeit ausgedrückt. Aus Meßergebnissen von ROLL könnte die Größe A mit dem Ausdruck

$$A = 17 \cdot \log \left(1 + \frac{v_w}{W_z} \right) = 17 \cdot \frac{H}{L} \left(1 - \frac{\sqrt{\frac{g \cdot L}{2\pi}} \tanh \frac{2\pi h}{L}}{W_z} \right)$$

abgeschätzt werden. Damit wurden folgende Ergebnisse ausgewiesen:

I. Keine Wellenbewegung ($W_{10 \text{ m}} < 1 \text{ m/s}$)

$$\chi = 0,4 ; z_0 = \frac{\nu_L}{9 \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}}} ; \frac{H}{L} = 0$$

$$\tau_{wi} = \rho_L \left[5,75 \log \frac{9 \cdot z_0}{\nu_L} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}} \right]^2 W_z^2$$

II. Wellenbewegung

a) Grundrauhigkeit - hydraulisch glatt

(keine Ablösungserscheinungen an den Mikrowellen;

$3 \text{ m/s} < W_{10 \text{ m}} \leq 12 \text{ m/s}$)

$$\chi = 0,4 ; z_0 = \frac{\nu_L}{9 \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}}} ; \frac{H}{L} \neq 0$$

$$\tau_{wi} = \rho_L \angle 5,75 \log \frac{9 \cdot z}{\nu_L \cdot 10^4} \sqrt{\frac{\tau_{wi}}{\rho_L}}^{-2} \cdot W_z^2$$

b) Grundrauhigkeit - hydraulisch rauh

(Ablösungserscheinungen an den Mikrowellen;

$W_{10 \text{ m}} > 16 \text{ m/s}$)

$$\chi = 0,4; z_o = \frac{H^{3/2}}{7,25} = \frac{0,2 \text{ cm}}{7,25} = \frac{H}{L} = 0$$

$H^{3/2}$ - Wellenhöhe der Mikrowellen

$$\tau_{wi} = \rho_L \angle 5,75 \log \frac{7,25 z}{0,2 \text{ cm } 10^4} \sqrt{}^{-2} \cdot W_z^2$$

Damit steht ein vollständiges Formelsystem zur Berechnung der Windschubspannungen zur Verfügung, das ganz allgemein das Problem der Wellenrauhigkeit behandelt. Eine erste Bestätigung über die Richtigkeit dieser Beziehungen wurde anhand der Untersuchungen von KEULEGAN, ROLL und KIVISILD erbracht. Sie wird in später folgenden Abhandlungen in Zusammenhang mit der Bestimmung der Lage und Form der windbeeinflussten Wasseroberfläche vervollständigt.

Literaturverzeichnis

- [1] BRUCH, H.: Die vertikale Verteilung von Windgeschwindigkeit und Temperatur in den untersten Metern über der Wasseroberfläche
Ver. des Inst. für Meereskunde, Berlin, (1940) 38
- [2] CHARNOCK, H.: Wind stress on a water surface
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. (1955) 81, S. 639
- [3] GOLDING, A.: Results of certain investigations of the current in the sea caused by the force of the wind
Danske Videnskabs, Selskabs, Shrifter, 5, Raekke naturv. og math. Avd., Bd. XI: 3, Kopenhagen, 1876
- [4] GOLDING, A.: Nogle Undersøgelser over Stormen over Nord- og Mellem-Europa af 12-14 Nov. 1872 og over den derved fremkaldte Vandfold i Ostersøen
Danske Vidensk., Selskabs skr., 6, Raekke, naturv. og math. Avd., Bd. 1, 4, Köpenhamn, 1881
- [5] DARBYSHIRE, J. u. DARBYSHIRE, M.: Determination of wind stress on the surface of Long Neagh by measurement of tilt
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1955, 81, 333-339
- [6] DEACON, E.L.; SHEPPART, P. A.; WEBB, E. K.: Wind profiles over the sea and the drag of the sea surface
Aust. J. Phy., 1956, Vol. 9, S. 511
- [7] DORN, W. G.: Wind stress over water
Univ. of Calif., Scripps Inst. of Oceano., La Jolla, 1952, Nov. 20
- [8] DURST, C.: On surface friction and turbulence in the ocean
Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys., Suppl., 1950, 5, 369-373
- [9] EKMAN, V. W.: On the influence of the Earth's rotation on ocean currents
Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, 1905, Bd. 2, № 11, Stockholm
- [10] EKMAN, V. W.: Beiträge zur Theorie der Meeresströmungen
Annalen der Hydrographie und der maritimen Meteorologie, 1906, Bd. 34, H. 9, S. 423-430, H. 10, S. 472-484, H. 11, S. 527-540, H. 12, S. 566-583

- [11] FORRSBLAD, L.: Effects of wind, waves and Currents on Floating Timber
Transactions of the Royal Institute of Technology, Stockholm, 1947, Nr. 11
- [12] FRANCIS, J.R.D.: The aerodynamic drag of a free water surface
Proc. Roy. Soc., London, (1951) A, 206, 387-406
- [13] HAMADA, T.;
MITSUYASU, H.;
HOSE, N.: An experimental study of wind effect upon water surface
Report of Trans. Tech. Res. Inst. Report № 8, publiziert bei Uhyo-Gijutsu Kenkynjo Mejiri, Toshimaka, Tokyo, Japan, 1953, June
- [14] HAY, I.S.: Some observations of air flow over the sea
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1955, 81, 307-319
- [15] HAYFORD, J.F.: Effects of winds and of barometric pressures on the Great Lakes
Washington, 1922
- [16] HELA, I.: Über die Schwankungen des Wasserstandes in der Ostsee
Havsforskn. Skr., 194, 1944
- [17] HELA, I.: On the stress of the wind on the water surface
Eripainos Geophys. Helsinki, 1948, 3, 146-161
- [18] HELLSTRÖM, B.: Wind effect on lakes and rivers
Ingeniörs Vetenskaps Akademikus, Handlinger, Nr. 158, 1941
- [19] HELLSTRÖM, B.: Seiches and wind currents in Lakes
Transactions of the Royal Institute of Technology, Stockholm, 1963, Nr. 211
- [20] HUNT, M.: Effects du vent sur les nappes liquides - wind effects on water surface
La Houille Blanche, 1956, № 4, S. 575-607
- [21] JEFFREYS, H.: On the formation of the water waves by wind
Proc. Roy. Soc., London, 1925, A, Vol. 107, S. 189-206, 1926, A, Vol. 110, S. 241-247
- [22] KARAUŠEV, A.V.: Neustanovivšiesja i stazionarnye vetrovyje tecenija i nagony v vodoemach

- Trudy gosudarstvennogo gidrologicheskogo instituta, Vyp., 35, 1952
- [23] KARAUSEV, A.V.: Rascet vetrovogo nagona v vodochraniliscach
Trudy gosudarstvennogo gidrologicheskogo instituta, vyp., 35, 1952
- [24] KEULEGAN, G.H.: Wind Tides in Small Closed Channels
Journal of Research of the National Bureau of Standards, 1951, Vol. 46, № 5
- [25] KEULEGAN, G.G.: Hydrodynamic Effects of Gales on Lake Erie
Journal of Research of the National Bureau of Standards, 1953, Vol. 50, № 2
- [26] KIVISILD, H.R.: Wind effect on shallow bodies of water with special reference to lake Okeechobee
Transactions of the Royal Institute of Technology, Stockholm, 1954, Bull. № 43
- [27] MODEL, F.: Die Rauigkeit der Meeresoberfläche
Gerlands Beiträge zur Geophysik, Bd. 59
- [28] MOORE, G.H. u. LAIRD, A-D.K.: Direct shear stress and velocity profile measurement in an air stream with a mechanical standing wave boundary
Tech. Rept. Ser. 98, Issue I, Inst. Engr. Research Univ. Calif., 1956, July, 435
- [29] MOTZFELD, H.: Die turbulente Strömung an welligen Wänden
Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 1937, Bd. 17, H. 4, 193-212
- [30] NEUMANN, G.: Über den Tangentialdruck des Windes und die Rauigkeit der Meeresoberfläche
Zeitschrift für Meteorologie, 1948, 2, H. 7/8, S. 193-203
- [31] NEUMANN, G.: Die Meeresoberfläche als hydrodynamische Grenzfläche und das Windfeld über den Wellen
Annalen der Meteorologie, 1949, 2, 156
- [32] NEUMANN, G.: Die Entstehung von Wasserwellen durch Wind
Deutsche Hydrographische Zeitschrift 1949, Bd. 2, H. 5

- [33] PALMEN, E.: Über die Einwirkung des Windes auf die Neigung der Meeresoberfläche
Commentationes Physico-Mathematicae
Helsingfors, 6, № 14, 1932
- [34] PALMEN, E. u.
LAURILA, E.: Über die Einwirkung eines Sturmes auf den hydrographischen Zustand im nördlichen Ostseegebiet
Commentationes Physico-Mathematicae
1938, X, 1
- [35] ROLL, H.U.: Über die Existenz einer laminaren Grenzschicht unmittelbar über der Meeresoberfläche
Annalen der Meteorologie, 1948, Juli/August, S. 206-209
- [36] ROLL, U.: Das Windfeld über den Meereswellen
Die Naturwissenschaften, 1948 (35), H. 8, 230-234
- [37] ROLL, U.: Discussion on airflow over the sea
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1955, 81, 631-632
- [38] ROSSBY, C.G. u.
MONTGOMERY, R.B.: The layer of frictional influence in wind and ocean currents
Massachusetts Inst. Techn. and Woods Hole Oceanographie Inst.
1935, Vol. III, № 3
- [39] SAVILLE, Th.: Wind set-up an waves in shallow water
Technical Memorandum № 27, Beach Erosion Board, Corps of Engineers
1952
- [40] SCHLICHTING, H.: Grenzschichttheorie
Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1958
- [41] SHEPPARD, P.A. u.
OMAR, M.H.: The wind stress ober the ocean f from observation in the Trades
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1952, 78, 583-589
- [42] SIBUL, O.: Laboratory study of wind tides in shallow water
Technical Memorandum № 61, Beach Erosion Board, Corps of Engineers, 1955
- [43] SIBUL, O.: Water surface roughness and wind shear stress in a laboratory wind-wave channel
Technical Memorandum № 74, Beach Erosion Board, corps of Engineers, 1955
- [44] SVERDRUP, H. u.
MUNK, W.: Veter, volnen i zy
Teoreticeskie osnovy prognoza, Sb. Osnovy predskazaniya betrovych voln, zybi i priborjy Moskau, 1951

[45] WILSON, B.W.:

Note on Surface Wind Stress over
Water at Low and High Wind Speeds
Journal of Geophysical Research,
1960, Vol. 65, № 10

also in:

Cislennye metody rascheta stormo-
vych nagonov, Leningrad, 1964,
S. 167-178

Zusammenstellung der Bezeichnungen

c_d	$[1]$	Widerstandsbeiwert
d	$[m]$	Wassertiefe (bezogen auf den Ruhewasserspiegel), Rohrdurchmesser, Plattenabstand
g	$[m \cdot s^{-2}]$	Erdbeschleunigung
h	$[m]$	Abstand der Wasseroberfläche unter Windeinfluß vom Seeboden
h_{WS}	$[m]$	Windstau - Differenz zwischen dem sich unter Windeinfluß ausbildenden Wasserspiegel und dem Ruhewasserspiegel an der Leeseite des Seegebietes
l	$[m]$	Länge des Mischweges
$[n]$	$[1]$	Schubspannungsverhältnis
z	$[m]$	Höhenkoordinate, beginnend an der Wasseroberfläche
z_0	$[m]$	Rauigkeitsparameter der Wasseroberfläche
Fr_{π}	$[1]$	FROUDEsche Zahl, bezogen auf die Schubspannungsgeschwindigkeit
H	$[m]$	Wellenhöhe, gemessen als Differenz zwischen Wellenberg und Wellental
L	$[m]$	Wellenlänge, Differenz zweier entsprechender Punkte aufeinanderfolgender Wellen
S	$[m]$	Streichlänge des Windes auf der Wasseroberfläche
T_z	$[^{\circ}C]$	Lufttemperatur, gemessen in der Höhe $z - h$ über der Wasseroberfläche
w_{kr}	$[m \cdot s^{-1}]$	kritische Windgeschwindigkeit, die die ersten Wellen erzeugt
w_z	$[m \cdot s^{-1}]$	Windgeschwindigkeit, gemessen in der Höhe z über der Wasseroberfläche
δ	$[1]$	Wellensteilheit $= \frac{H}{L}$
χ	$[1]$	universelle Wandkonstante nach PRANDTL
λ_T	$[1]$	turbulente Zustandsgröße

μ_L	$[\text{kp} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}]$	Zähigkeit der Luft
ν_L	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$	kinematische Zähigkeit der Luft
ρ_L	$[\text{kp} \cdot \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-4}]$	Dichte der Luft
ρ_w	$[\text{kp} \cdot \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-4}]$	Dichte des Wassers
τ_{wl}	$[\text{kp} \cdot \text{m}^{-2}]$	an der Wasseroberfläche angreifende Windschubspannung

Laminarabfluß in offenen Gerinnen

Dr.-Ing. H. Wagner

Das Problem der Charakterisierung des Abflusses in offenen Gerinnen ist seit langem ein maßgebendes Forschungsobjekt in der Hydraulik, das sowohl die Theoretiker wie auch die in der Praxis tätigen Ingenieure beschäftigt. Während in der Rohrhydraulik in den dreißiger Jahren dieses Jahrhunderts durch Einführung der Ergebnisse der PRANDTL'schen Grenzschichttheorie eminente Fortschritte erzielt werden konnten, ist eine äquivalente Entwicklung in der Erkenntnis und ihrer analytischen Fassung der Fließvorgänge in offenen Gerinnen trotz aller Bemühungen bisher nicht abzusehen. Die Sachlage ist somit so, daß selbst unter den relativ einfachen Bedingungen des Laminarabflusses keine exakte Lösung, die die Phänomene der Geschwindigkeitsverteilung, des Abflusses und der Schubspannungsverteilung miteinander verbindet, erzielt werden konnte.

Da aber eine solche Bearbeitung praktische Voraussetzung für die exakte Behandlung des turbulenten Fließverhaltens ist und sie schon in ihrer primären Gestalt näherungsweise Analogieschlüsse auf ein entsprechendes System erlaubt, soll nachstehend aufgezeigt werden wie man für die Bedingungen beliebig gestalteter offener Rechteckprofile für Laminarbedingungen geschlossene Lösungen erhält.

Neben ihrer theoretischen Bedeutung und den schon zitierten Rückschlüssen auf turbulente Vorgänge, wobei die Schubspannungsverteilung eine besondere Rolle spielt, sind die nachstehend ausgewiesenen Ergebnisse direkt benutzbar für die Kennzeichnung des Fließverhaltens relativ zähflüssiger Medien, die zumindest näherungsweise als NEWTON'sche Flüssigkeiten angesprochen werden können. Ihre Hauptanwendungsgebiete dürften damit auf dem Sektor der chemischen Industrie, des Abwasserwesens sowie der Modelltechnik liegen.

Ausgangsbasis der Berechnung sind die NAVIER-STOKES'schen Gleichungen in der Form

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = M_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (1a)$$

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = M_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (1b)$$

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = M_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (1c)$$

sowie die Kontinuitätsbedingung für inkompressible Flüssigkeiten

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

Entsprechend der konkreten Problemstellung können folgende Voraussetzungen getroffen werden (siehe Abb. 1).

1. Es wird eine zeitlich stationäre Strömung betrachtet, das heißt

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

2. Das Wasserspiegelgefälle quer zur Strömungsrichtung ist gleich Null

$$\frac{\partial h}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

Daraus folgt:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

und $\frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (7)$

Wird Gl. (7) integriert, so ergibt sich: $v = \text{const}$

Da aber $v|_z = 0 = 0$, heißt das, daß

$$v = 0 \quad \text{ist.} \quad (8)$$

Damit ist dann für diesen speziellen Fall

$$v \frac{\partial u}{\partial y} = u \frac{\partial v}{\partial x} = v \frac{\partial v}{\partial y} = w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = v \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

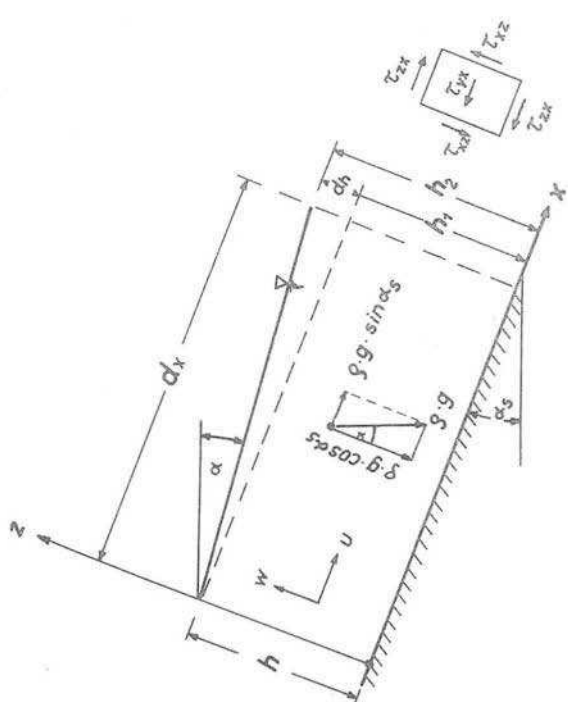
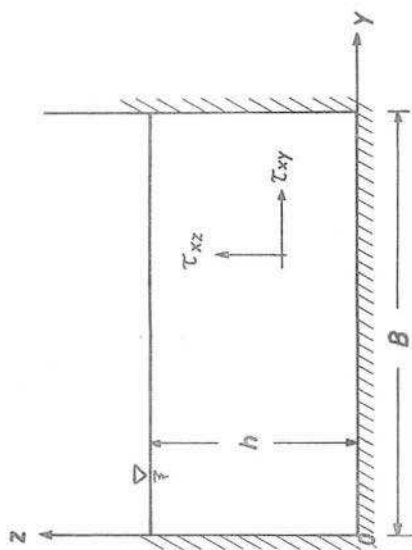


Abb. 1



3. Das Wasserspiegelgefälle in Fließrichtung ist sehr gering

$$\frac{\partial h}{\partial x} \ll 1 \quad (10)$$

das bedeutet

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx 0 \quad \text{und damit auch} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \approx 0 \quad (11); (12)$$

Werden die Gleichungen (7) und (11) in die Kontinuitätsgleichung (2) eingesetzt, so folgt:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

Die Integration von Gl. (13) ergibt $w = \text{const.}$

Da aber als Randbedingung gelten muß $w|_z = 0 = 0$ heißt das, daß auch

$$w = 0 \quad \text{ist.} \quad (14)$$

Aus Gl. (14) läßt sich ableiten:

$$w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = w \frac{\partial v}{\partial z} = u \frac{\partial w}{\partial x} = v \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = 0 \quad (15)$$

Werden die Beziehungen nach den Gln. (4); (6); (7); (9); (11); (12); (13); (14) und (15) in die Gl. (1) eingesetzt, so ergibt sich folgendes Restsystem:

$$0 = M_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (16a)$$

$$0 = M_y \quad (16b)$$

$$0 = M_z - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (16c)$$

Da als wirkende Massenkkräfte nur die Schwerkraft in Betracht kommt heißt das, daß die Komponenten in Richtung der x - und der z -Achse definierbar sind durch

$$M_x = \rho \cdot g \cdot \sin \alpha_s \quad (17)$$

und

$$M_z = -\rho \cdot g \cdot \cos \alpha_s \quad (18)$$

Wird Gl. (18) in Gl. (16c) eingesetzt, so folgt:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \rho \cdot g \cdot \cos \alpha_s$$

Daraus ergibt sich durch Integration

$$p = C_1 - \rho \cdot g \cdot z \cdot \cos \alpha_s$$

Mit der Randbedingung

$$p/z = h = p_0 = 0$$

läßt sich die Konstante C_1 mit dem Wert

$$C_1 = \rho \cdot g \cdot h \cdot \cos \alpha_s = \rho \cdot g \cdot (d + \partial h) \cdot \cos \alpha_s \quad (19)$$

ermitteln. Der Druck p ist somit ein Funktionsausdruck in der Form

$$p = \rho \cdot g (d + \partial h - z) \cdot \cos \alpha_s \quad (20)$$

Mit Gl. (20) kann nun die noch fehlende Ableitung des Druckes nach der x -Koordinate gebildet werden. Es ist:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \cdot g \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \cos \alpha_s \quad (21)$$

Durch Einsetzen der Gln. (17) und (21) in Gl. (16a) erhält man die Ausgangsbeziehung für die vorliegende Problemstellung.

$$0 = \rho \cdot g \cdot \sin \alpha_s - \rho \cdot g \cdot \frac{h}{x} \cdot \cos \alpha_s + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (22)$$

Wird weiterhin

$$\sin \alpha_s - \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \cos \alpha_s = J_w \quad (23)$$

gesetzt, so vereinfacht sich der Ausdruck und es folgt:

$$0 = \rho \cdot g \cdot J_w + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (24)$$

Setzt man voraus, daß die Flüssigkeiten an den Wänden haften und daß an der freien Wasseroberfläche keine Schubspannungen übertragen werden, so gehören zur Differentialgleichung (24) für die gesuchte Funktion $u = f(y, z)$ die Randbedingungen:

$$u(0, z) = 0 \quad ; \quad \frac{\partial u}{\partial y}(b, z) = 0 \quad (25); (26)$$

$$u(y, 0) = 0 \quad ; \quad \frac{\partial u}{\partial z}(y, h) = 0 \quad (27); (28)$$

Um einen einfacheren Rechenansatz zu erhalten, werden diese gemischten Randbedingungen durch homogene Randwerte an einem idealen Fließquerschnitt ersetzt. Sie lauten dann:

$$u(0, z) = 0 \quad ; \quad u(b, z) = 0 \quad (29); (30)$$

$$u(y, 0) = 0 \quad ; \quad u(y, 2h) = 0 \quad (31); (32)$$

Die Ausgangsdifferentialgleichung (24) kann homogen gemacht werden durch den Ansatz

$$u = u_0 + u_1 \quad (33)$$

Für u_0 wird die spezielle Lösung der Dgl. (24)

$$u_0 = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (2z \cdot h - z^2) \quad (34)$$

eingesetzt. Damit entsteht für die Funktion u_1 die Randwertaufgabe

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = 0 \quad (35)$$

mit den Randbedingungen:

$$u_1(0, z) = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (z^2 - 2z \cdot h) \quad (36)$$

$$u_1(b, z) = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (z^2 - 2z \cdot h) \quad (37)$$

$$u_1(y, 0) = 0 \quad \text{und} \quad u_1(y, h) = 0 \quad (38); (39)$$

Zur Lösung wird der Separationsansatz

$$u_1 = Y(y) \cdot Z(z) \quad (40)$$

benutzt. Daraus folgt:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} = Y'' \cdot Z \quad (41)$$

und

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = Y \cdot Z'' \quad (42)$$

Werden nun die Gl.n. (41) und (42) in Gl. (40) eingesetzt, so ergibt sich:

$$Y'' \cdot Z + Y \cdot Z'' = 0$$

oder

$$\frac{Z''}{Z} = - \frac{Y''}{Y} \quad (43)$$

Da die linke Seite der letzten Gleichung eine reine Funktion von "z" und die rechte eine reine Funktion von "y" ist, kann Gl. (43) nur dann bestehen, wenn beide Seiten gleich ein und derselben Konstanten sind. Damit sich positive Eigenwerte ergeben, wird diese Konstante mit $-\lambda$ bezeichnet.

$$\frac{Z''}{Z} = - \frac{Y''}{Y} = -\lambda \quad (43a)$$

Man erhält also in diesem Fall durch den Separationsansatz zwei gewöhnliche Differentialgleichungen und zwar

$$Z'' + \lambda \cdot Z = 0 \quad (44)$$

und

$$Y'' - \lambda \cdot Y = 0 \quad (45)$$

Zur allgemeinen Lösung der Dgl. (44) wird der Ansatz

$$Z = e^{\eta \cdot z} \quad (46)$$

benutzt, d.h.:

$$Z' = \eta \cdot e^{\eta \cdot z} \quad (47)$$

und

$$Z'' = \eta^2 \cdot e^{\eta \cdot z} \quad (48)$$

Werden die Gln. (46) und (48) in Gl. (44) eingesetzt, so ergibt sich als charakteristische Gleichung:

$$\eta^2 \cdot e^{\eta z} + \lambda \cdot e^{\eta z} = 0 = \eta^2 + \lambda \quad (49)$$

Die Lösungen dieser charakteristischen Gleichung lauten:

$$\text{Falls } \lambda < 0 \text{ ist } \eta = \pm \sqrt{-\lambda} \quad (50)$$

$$\text{Falls } \lambda = 0 \text{ ist } \eta = 0 \quad (\text{Doppellösung}) \quad (51)$$

$$\text{Falls } \lambda > 0 \text{ ist } \eta = \pm i \sqrt{\lambda} \quad (52)$$

Aus diesen Beziehungen ergibt sich folgendes Fundamentalsystem, wenn die Gln. (50), (51) und (52) in Gl. (46) eingesetzt werden.

$$\text{Für } \lambda < 0 : Z = e^{z \sqrt{-\lambda}} ; Z = e^{-z \sqrt{-\lambda}} \quad (53a)$$

$$\text{Für } \lambda = 0 : Z = 1 ; Z = z \quad (54a, b)$$

$$\text{Für } \lambda > 0 : Z = \cos \sqrt{\lambda} \cdot z ; Z = \sin \sqrt{\lambda} \cdot z \quad (55a, b)$$

Mit diesen Werten können die allgemeinen Lösungen von Gl. (44) fixiert werden. Es ist:

$$\begin{aligned} \text{Für } \lambda < 0 : Z &= C_1 \cdot e^{z \sqrt{-\lambda}} + C_2 \cdot e^{-z \sqrt{-\lambda}} \\ &= C_1 (\cosh z \sqrt{-\lambda} + \sinh z \sqrt{-\lambda}) \\ &\quad + C_2 (\cosh z \sqrt{-\lambda} - \sinh z \sqrt{-\lambda}) \\ &= D_1 \cosh z \sqrt{-\lambda} + D_2 \sinh z \sqrt{-\lambda} \end{aligned} \quad (56a)$$

$$\text{Für } \lambda = 0 : Z = D_3 + D_4 \cdot z \quad (56b)$$

$$\text{Für } \lambda > 0 : Z = D_5 \cos \sqrt{\lambda} \cdot z + D_6 \cdot \sin \sqrt{\lambda} \cdot z \quad (56c)$$

Zusammen mit den Randbedingungen (siehe Gln. (38) und (39)) folgt daraus:

$$\begin{aligned} \text{Falls } \lambda < 0 : \begin{cases} 0 = D_1 + D_2 \cdot 0 \\ 0 = D_1 \cosh 2h \sqrt{-\lambda} + D_2 \sinh 2h \sqrt{-\lambda} \end{cases} \\ \text{d. h. } D_1 = 0 \text{ und } D_2 \sinh 2h \sqrt{-\lambda} = 0 \end{aligned} \quad (57a, b)$$

$$\begin{aligned} \text{Falls } \lambda = 0 : \begin{cases} 0 = D_3 + D_4 \cdot 0 \\ 0 = D_3 + D_4 \cdot 2h \end{cases} \\ \text{d. h. } D_3 = 0 \text{ und } D_4 \cdot 2h = 0 \end{aligned} \quad (58a, b)$$

$$\begin{aligned} \text{Falls } \lambda > 0 : \begin{cases} 0 = D_5 + D_6 \cdot 0 \\ 0 = D_5 \cdot \cos 2h \sqrt{\lambda} + D_6 \sinh 2h \sqrt{\lambda} \end{cases} \\ \text{d. h. } D_5 = 0 \text{ und } D_6 \cdot \sinh 2h \sqrt{\lambda} = 0 \end{aligned} \quad (59a, b)$$

Für $\sinh 2h \sqrt{-\lambda} \neq 0$; $2h \neq 0$ und $-\lambda \neq 0$ ergibt sich im Fall $\lambda < 0$ nur die triviale Lösung $D_1 = D_2 = 0$

Im Fall $\lambda = 0$ erhält man mit $2h \neq 0$ ebenso $D_3 = D_4 = 0$

Im Fall $\lambda > 0$ liefert die Rechnung für $\sin 2h \sqrt{\lambda} \neq 0$ auch die Triviallösung $D_5 = D_6 = 0$

Für $\sin 2h \sqrt{\lambda} = 0$, d. h.

$$\lambda = \left(\frac{k\pi}{2h}\right)^2 \quad (k = 1, 2, 3\ldots)$$

ergibt sich dagegen $D_6 = \text{beliebig}$.

Hieraus folgen die Eigenwerte und die dazugehörige Eigenwertfunktion

$$\lambda_k = \left(\frac{k \cdot \pi}{2h}\right)^2 \quad (60)$$

$$Z_k = D_k \cdot \sin \frac{k \cdot \pi \cdot z}{2h} \quad (k = 1, 2, 3\ldots) \quad (61)$$

Zu jedem Wert $\lambda_k = \left(\frac{k \cdot \pi}{2h}\right)^2$ gehört gemäß Gl. (43a) auch die Dgl. (45). Ähnlich wie Gl. (44) wird auch sie mit einem äquivalenten Lösungsansatz behandelt

$$Y = e^{\eta \cdot z} \quad (62)$$

Aus Gl. (62) folgt:

$$Y'' = \eta^2 \cdot e^{\eta \cdot y} \quad (63)$$

und daraus wiederum als charakteristische Gleichung

$$\eta^2 \cdot e^{\eta y} - \lambda_k \cdot e^{\eta y} = 0 = \eta^2 - \lambda_k \quad (64)$$

Die Lösungen lauten:

$$\text{Falls } \lambda_k < 0 \text{ ist } \eta = \pm i \sqrt{\lambda_k} \quad (65)$$

$$\text{Falls } \lambda_k = 0 \text{ ist } \eta = 0 \quad (66)$$

$$\text{Falls } \lambda_k > 0 \text{ ist } \eta = \pm \sqrt{\lambda_k} \quad (67)$$

Das Fundamentalsystem besitzt demgemäß folgenden Aufbau:

$$\text{Für } \lambda_k < 0 \text{ ist } Y = \cos y \sqrt{\lambda_k}; \quad Y = \sin y \sqrt{\lambda_k} \quad (68a, b)$$

$$\text{Für } \lambda_k = 0 \text{ ist } Y = 1; \quad Y = y \quad (69a, b)$$

$$\text{Für } \lambda_k > 0 \text{ ist } Y = e^{y \sqrt{\lambda_k}}; \quad Y = e^{-y \sqrt{\lambda_k}} \quad (70a, b)$$

Da nach den vorausgegangenen Betrachtungen für die Funktion $Z(z)$ lediglich der Fall $\lambda_k > 0$ interessiert kann die allgemeine Lösung der Dgl. (45) in Verbindung mit dem Separationsansatz (Gl. (40)) folgendermaßen fixiert werden:

$$Y_k = C_1 e^{y \sqrt{\lambda_k}} + C_2 e^{-y \sqrt{\lambda_k}} = D_7 \cdot \cosh y \sqrt{\lambda_k} + D_8 \cdot \sinh y \sqrt{\lambda_k} \quad (71)$$

Werden nun die Gln. (71) und (61) in Zusammenhang mit Gl. (60) in Gl. (40) eingesetzt, so ergibt sich:

$$u_1(y, z) = Y_k \cdot Z_k =$$

$$= (D_7 \cdot \cosh \frac{k\pi}{2h} y + D_8 \cdot \sinh \frac{k\pi}{2h} y) \cdot D_k \cdot \sin \frac{k\pi}{2h} z$$

oder mit

$$D_7 \cdot D_k = A_k \quad \text{und} \quad D_8 \cdot D_k = B_k$$

$$u_1 = (A_k \cdot \cosh \frac{k \cdot \pi}{2h} y + B_k \cdot \sinh \frac{k \cdot \pi}{2h} y) \cdot \sin \frac{k \pi}{2h} z \quad (72)$$

mit $k = 1, 2, 3 \dots$

Superponiert man die Lösungen von Gl. (72), so entsteht die unendliche Reihe

$$u_1 = \sum_k (A_k \cdot \cosh \frac{k \pi y}{2h} + B_k \sinh \frac{k \pi y}{2h}) \cdot \sin \frac{k \pi z}{2h} \quad (73)$$

Gl. (73) erfüllt die Dgl.

$$\Delta u_1 = 0 \quad (74)$$

und die Randbedingungen

$$u_1(y, 0) = 0 \quad \text{sowie} \quad u_1(y, 2h) = 0$$

Damit auch die Randbedingungen

$$u_1(0, z) = - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (2zh - z^2)$$

und

$$u_1(B, z) = - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (2zh - z^2)$$

befriedigt werden, muß gelten:

$$\begin{aligned} & (A_k \cosh \frac{k \cdot \pi}{2h} \cdot 0 + B_k \sinh \frac{k \pi}{2h} \cdot 0) \cdot \sin \frac{k \pi}{2h} \cdot z = \\ & k = 1, 2, 3 \dots \\ & = \sum_k A_k \cdot \sin \frac{k \pi}{2h} z = - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (2z \cdot h - z^2) \quad (75) \\ & k = 1, 2, 3 \dots \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} & \sum_k (A_k \cdot \cosh \frac{k \cdot \pi}{2h} B + B_k \sinh \frac{k \pi}{2h} B) \cdot \sin \frac{k \pi}{2h} z = \\ & k = 1, 2, 3 \dots \\ & = - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} (2hz - z^2) \quad (76) \end{aligned}$$

Multipliziert man Gl. (75) mit

$$\sin \frac{m \cdot \pi \cdot z}{2h} \quad (m = 1, 2, 3 \dots),$$

so liefert die Integration in den Grenzen von 0 bis 2h

$$\sum_{k=1, 2, 3 \dots}^{\infty} A_k \int_0^{2h} \sin \frac{k \cdot \pi \cdot z}{2h} \cdot \sin \frac{m \cdot \pi \cdot z}{2h} dz =$$

$$= - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu} \int (2h z - z^2) \cdot \sin \frac{m \cdot \pi \cdot z}{2h} dz \quad (77)$$

Da das Integral

$$\int_0^{2h} \sin \frac{k \cdot \pi \cdot z}{2h} \cdot \sin \frac{m \cdot \pi \cdot z}{2h} dz = \begin{cases} h & \text{für } m = k \\ 0 & \text{für } m \neq k \end{cases} \quad (78)$$

ist auf der linken Seite von Gl. (77) nur der zu $k=m$ gehörende Summand der unendlichen Reihe ungleich Null. Damit folgt aus den Gln. (77) und (78)

$$A_k = - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2\mu h} \int_0^{2h} (2h z - z^2) \cdot \sin \frac{m \cdot \pi \cdot z}{2h} dz =$$

$$= - \frac{4\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{k \cdot \mu \cdot \pi} \left[\frac{2}{k^2 \cdot \pi^2} (1 - \cos k\pi) - \frac{\sin k\pi}{k\pi} \right] \quad (79)$$

Für $k = 1, 3, 5 \dots$ wird damit

$$A_k = - \frac{4\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{k \pi \cdot \mu} \left(\frac{2}{k^2 \cdot \pi^2} \cdot 2 - 0 \right) =$$

$$= - \frac{16\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{k^3 \cdot \pi^3 \cdot \mu} \quad (80)$$

Für $k = 2, 4, 6 \dots$ ergibt sich:

$$A_k = - \frac{4 \cdot \rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{k \cdot \pi \mu} \left[\frac{2}{k^2 \cdot \pi^2} (1 - 1) - 0 \right] = 0 \quad (81)$$

Auf die gleiche Weise folgt aus Gl. (76)

$$A_k \cdot \cosh \frac{k \cdot \pi}{2h} B + B_k \cdot \sinh \frac{k \cdot \pi}{2h} B =$$

$$= - \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{2 \mu \cdot h} \int_0^{2h} (2h z - z^2) dz = - \frac{16 \rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{\mu \cdot k^3 \cdot \pi^3} \quad (82)$$

(mit $k = 1, 3, 5 \dots$)

und damit auch:

$$B_k = - \frac{16 \rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{\mu \cdot k^3 \cdot \pi^3} \cdot \frac{1 - \cosh \frac{k\pi}{2h} B}{\sinh \frac{k\pi}{2h} B} \quad (83)$$

Nachdem nunmehr die Faktoren A_k und B_k bekannt sind, ergibt sich aus den Gln. (73), (80) und (83) die Funktionsabhängigkeit

$$u_1 \cdot \frac{\mu \cdot \pi^3}{16 \cdot \rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^2} =$$

$$= - \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} \left(\frac{\cosh \frac{k\pi y}{2h}}{k^3} + \frac{1 - \cosh \frac{k\pi B}{2h}}{k^3 \sinh \frac{k\pi B}{2h}} \sinh \frac{k\pi y}{2h} \right) \sin \frac{k\pi z}{2h} =$$

$$= - \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} \frac{\sinh \frac{k\pi}{2h} (B - y) + \sinh \frac{k\pi}{2h} y}{k^3 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \cdot \sin \frac{k\pi}{2h} z \quad (84)$$

Durch Einsetzen der Gln. (84) und (34) in Gl. (33) kann nunmehr die gesuchte Geschwindigkeitsverteilung im gesamten Querschnitt ermittelt werden. Es ist:

$$u = u_0 + u_1 = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{\mu} \left[(z \cdot h - \frac{z^2}{2}) - \right.$$

$$\left. - \frac{16 h^2}{\pi^3} \sum_{k=1, 3, 5 \dots}^{\infty} \frac{\sinh \frac{k\pi}{2h} (B - y) + \sinh \frac{k\pi}{2h} y}{k^3 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \sin \frac{k\pi}{2h} z \right] \quad (85)$$

Der Abfluß im Profil wird durch Integration der Geschwindigkeit (Gl. (85)) über die Fläche $h \cdot B$ bestimmt.

$$Q = \int_0^B \int_0^h u \, dz \, dy = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^3 \cdot B}{3 \cdot \mu} -$$

$$- \frac{8 \cdot g \cdot J_w \cdot h^2}{\pi^3 \cdot \mu} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \int_0^B \int_0^h \left(\frac{\sinh \frac{k\pi}{2h} (B-y) + \sinh \frac{k\pi}{2h} y}{k^3 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \right) \sin \frac{k\pi}{2h} z \, dz \, dy$$

$$Q = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h^4}{\mu} \left(\frac{B}{3h} - \frac{128}{\pi^5} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \left(\frac{k\pi}{2h} B \right) - 1}{k^5 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \right) \quad (86)$$

Wird der Abfluß Q mit dem spezifischen Abfluß q bei ebener Problemstellung ausgedrückt, so ergibt sich

$$Q = q \cdot B \left(1 - 1,255 \frac{h}{B} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \left(\frac{k\pi}{2h} B \right) - 1}{k^5 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \right) \quad (87)$$

dabei ist:

$$q = \frac{\rho \cdot g \cdot J_w}{3 \mu} h^3 \quad (88)$$

Der Klammerausdruck in Gl. (87) stellt in der Form

$$K_B = 1 - 1,255 \frac{h}{B} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \left(\frac{k\pi}{2h} B \right) - 1}{k^5 \cdot \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \quad (89)$$

die Breiteneinwirkung bei Laminarabfluß im Rechteckprofil dar. Er wird in Abb. 2 graphisch interpretiert. Für Verhältnisse $\frac{B}{h} > 3$ kann Gl. (89) vereinfacht und näherungsweise folgendermaßen geschrieben werden:

$$K_B \approx 1 - 1,255 \frac{h}{B} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^5} \approx 1 - 1,255 \frac{h}{B} \quad (90)$$

Auch auf die Verteilung der Schubspannungen lassen sich vom Gesichtspunkt interessante Schlußfolgerungen ziehen. Die beiden

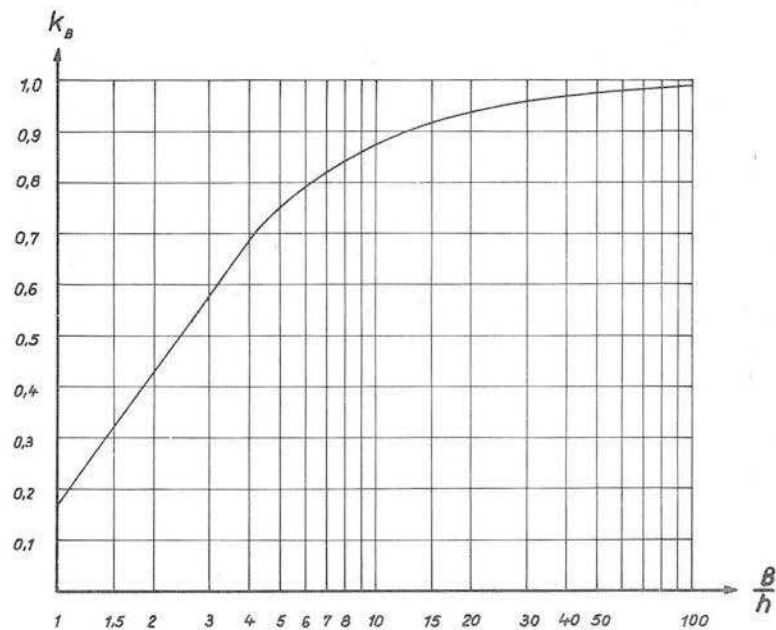


Abb.2 Darstellung des Breiteneinflusses bei Laminarabfluß in offenen Rechteckprofilen nach Gl.(89)

auf tretenden Schubspannungskomponenten τ_{xy} und τ_{xz} sind mit der Geschwindigkeitsverteilung folgendermaßen verknüpft.

$$\tau_{xy} = f(y, z) = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (91)$$

$$\tau_{xz} = f(y, z) = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (92)$$

Im Zusammenhang mit Gl. (85) ergibt sich daraus:

$$\tau_{xy} = + \frac{8 \rho g J_w h}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \frac{k\pi}{2h} (B-y) - \cosh \frac{k\pi}{2h} y}{k^2 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \sin \frac{k\pi}{2h} z \quad (93)$$

und

$$\begin{aligned} \tau_{xz} = & \rho g J_w (h - z) - \\ & - \frac{8 \rho g J_w h}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\sinh \frac{k\pi}{2h} (B-y) + \sinh \frac{k\pi}{2h} y}{k^2 \sinh \frac{k\pi}{2h} B} \cos \frac{k\pi}{2h} z \quad (94) \end{aligned}$$

Die besonders interessierenden Werte der Boden- und Wandschubspannungen können daraus wie folgt berechnet werden:

Bodenschubspannung:

$$\tau_B = f(y) = \tau_{xz} \quad z = 0$$

Aus Gl. (94) folgt mit $z = 0$

$$\frac{\tau_B}{\rho g J_w h} = 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\sinh \frac{k\pi}{2} \left(1 - \frac{y}{B}\right) \frac{B}{h} + \sinh \frac{k\pi}{2} \frac{y}{B} \frac{B}{h}}{k^2 \sinh \frac{k\pi}{2} \frac{B}{h}} \quad (95)$$

Dieser Funktionsausdruck hat seinen Maximalwert bei $y = \frac{B}{2}$
Es ist:

$$\frac{\tau_B \max}{\rho \cdot g \cdot J_w \cdot h} = 1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{k^2 \cosh 2\pi \frac{k}{8} \frac{B}{h}} \quad (96)$$

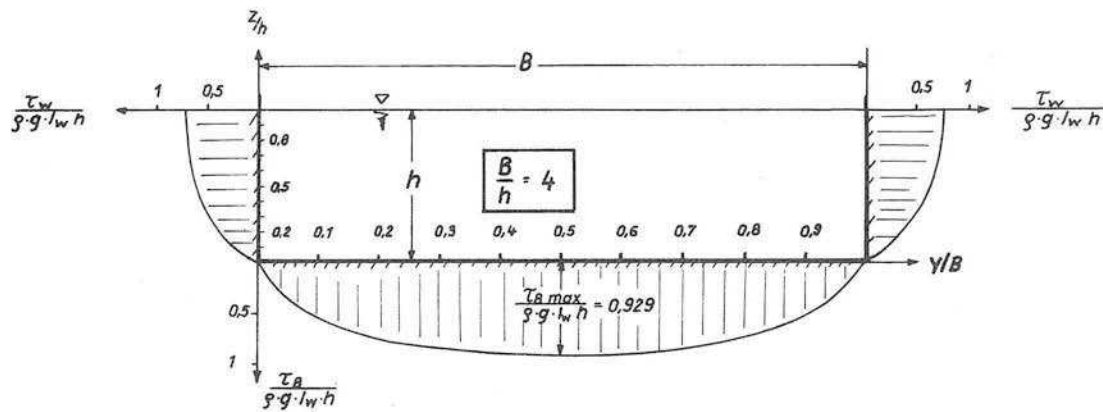


Abb.3 Darstellung der Verteilung der relativen Schubspannungen (Beisp. $B/h = 4$)

Der Mittelwert der Bodenschubspannungen ergibt sich mit

$$\begin{aligned}\tau_{Bm} &= \frac{1}{B} \int_0^h \tau_{xz}/_{y=0} dy = \rho \cdot g \cdot J_w \cdot h \\ &= \rho g J_w h \cdot \left[1 - \frac{32}{\pi^3} \frac{h}{B} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh\left(\frac{k\pi B}{2h}\right) - 1}{k^3 \sinh \frac{k\pi B}{2}} \right] \quad (97)\end{aligned}$$

Wandschubspannung:

$$\tau_w = f(z) = \tau_{xy}/_{y=0} = \tau_{xy}/_{y=B} \quad (98)$$

Aus Gl. (93) folgt mit $y = 0$ oder $y = B$

$$\frac{\tau_w}{\rho g J_w h} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \frac{k\pi B}{2} \frac{B}{h} - 1}{k^2 \sinh \frac{k\pi B}{2} \frac{B}{h}} \sin \frac{k\pi z}{2} \frac{z}{h} \quad (99)$$

Der Maximalwert liegt bei $z = h$. Es ist:

$$\frac{\tau_{w \max}}{\rho g J_w h} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \frac{k\pi B}{2} \frac{B}{h} - 1}{k^2 \sinh \frac{k\pi B}{2} \frac{B}{h}} \sin \frac{k\pi}{2} \quad (100)$$

Der Mittelwert ergibt sich wiederum durch Integration:

$$\begin{aligned}\tau_{wm} &= \frac{1}{h} \int_0^h \tau_{xy}/_{z=0} dz = \\ &= \frac{16 \rho g J_w h}{\pi^3} \sum_{k=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{\cosh \frac{k\pi}{2} - 1}{k^3 \sinh \frac{k\pi B}{2} \frac{B}{h}} \quad (101)\end{aligned}$$

Für das Breiten-Höhen-Verhältnis $B/h = 4$ sind die Funktionsbeziehungen nach den Gln. (95) und (99) in Abb. 3 dargestellt. Die Maximal- und Mittelwerte der Boden- bzw. Wandschubspannungen sind in Abhängigkeit von B/h aus den Abb. 4 und 5 zu ersehen.

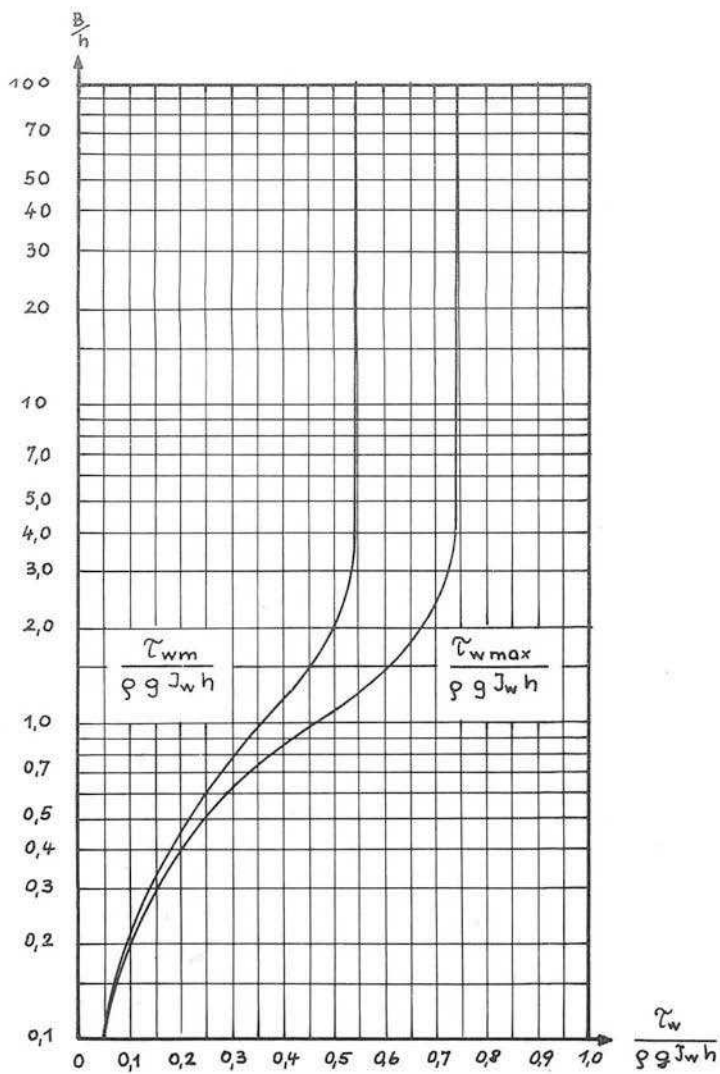


Abb. 4 relative Wandschubspannungen

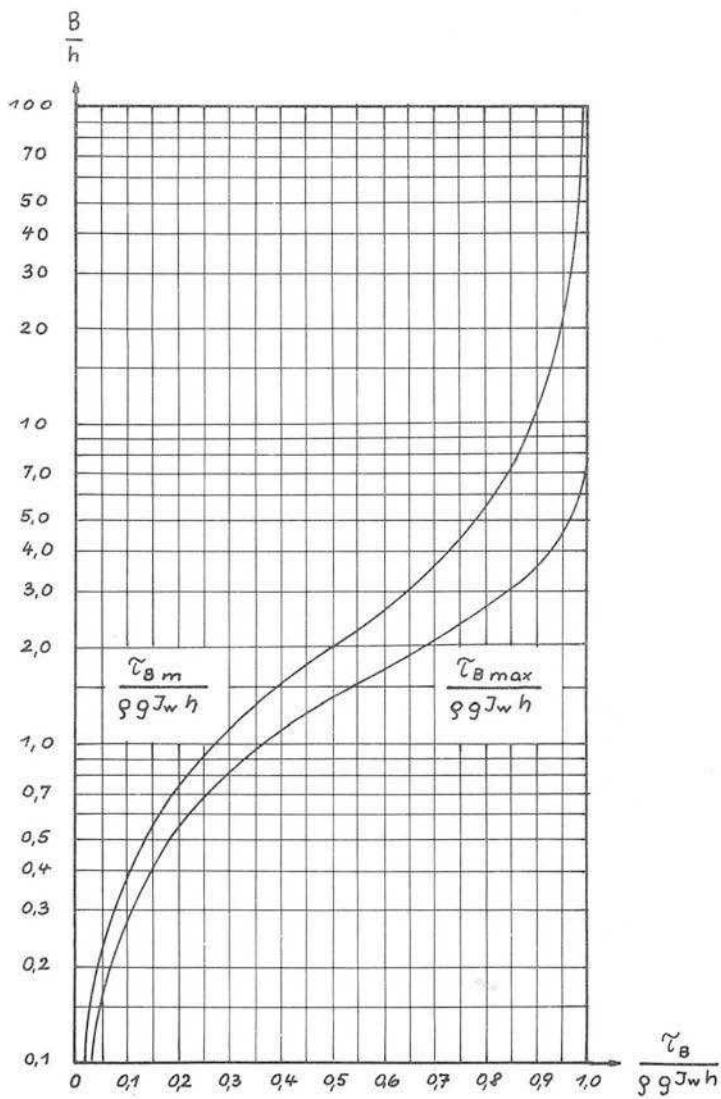


Abb.5 relative Bodenschubspannungen

Symbolerklärungen

g	$[m \cdot s^{-1}]$	Erdbeschleunigung
h	$[m]$	Wassertiefe
p	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Druck
q	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	spezifischer Abfluß
t	$[s]$	Zeitkoordinate
u	$[m \cdot s^{-1}]$	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
v	$[m \cdot s^{-1}]$	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
w	$[m \cdot s^{-1}]$	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
x, y, z	$[m]$	Koordinaten
B	$[m]$	Gerinnebreite $B = 2 b$
J_w	$[1]$	Wasserspiegelgefälle
K_B	$[1]$	Faktor des Breiteneinflusses
M_x	$[Mp \cdot m^{-3}]$	spez. Massenkraft in x-Richtung
M_y	$[Mp \cdot m^{-3}]$	spez. Massenkraft in y-Richtung
M_z	$[Mp \cdot m^{-3}]$	spez. Massenkraft in z-Richtung
α_s	$[^\circ]$	Neigungswinkel der Gerinnesohle
μ	$[Mp \cdot s \cdot m^{-2}]$	Zähigkeitskoeffizient
ρ	$[Mp \cdot s^2 \cdot m^{-4}]$	Dichte der Flüssigkeit
τ_B	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Bodenschubspannung
$\tau_{B \text{ m}}$	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Mittelwert der Bodenschubspannung
$\tau_{B \text{ max}}$	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Maximalwert der Bodenschubspannung
τ_w	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Wandschubspannung
$\tau_{w \text{ m}}$	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Mittelwert der Wandschubspannung
$\tau_{w \text{ max}}$	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Maximalwert der Wandschubspannung
τ_{xz}	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Schubspannungskomponente in Richtung der z-Achse
τ_{xy}	$[Mp \cdot m^{-2}]$	Schubspannungskomponente in Richtung der y-Achse

Erreichbare Fahrgeschwindigkeit und Tauchung
eines Schiffes auf flachem Wasser - ein Beitrag
zur optimalen Bemessung von Binnen- und See-
wasserstrassen

Dr.-Ing. K. Römisch

Gliederung

1. Einführung und Problemstellung
2. Stand der Forschung
3. Einschätzung der bestehenden Berechnungsverfahren
 - 3.1 Ansätze zur Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit auf flachem Wasser
 - 3.2 Ansätze zur Berechnung der Schiffsabsenkung auf flachem Wasser
4. Modellmässige Untersuchung eines auf flachem Wasser fahrenden Schiffes
 - 4.1 Zielstellung der Versuche
 - 4.2 Erläuterung der Versuchsanlage
 - 4.3 Versuchsprogramm und Messtechnik
5. Ergebnisse der Modellversuche
 - 5.1 Erreichbare Fahrgeschwindigkeit
 - 5.1.1 Erreichbare Fahrgeschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser
 - 5.1.2 Einfluss der Breiteneinschränkung auf die erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* "
 - 5.1.3 Grenze des Breiteneinflusses
 - 5.2 Schiffsabsenkung auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser
 - 5.2.1 Beschreibung des Vorganges
 - 5.2.2 Die Tauchung des Bugs bzw. des Hecks bei der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* "
 - 5.2.3 Absenkung des Schiffes als Funktion der Fahrgeschwindigkeit
 - 5.2.4 Neue Formel zur Berechnung der Schiffsabsenkung auf flachem, seitlich unbegrenzten Fahrwasser
 - 5.2.5 Berechnungsbeispiele
6. Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Verzeichnis der Anlagen

Verzeichnis der in dieser Arbeit gebrauchten Formelzeichen

α	[./.]	Beiwert zur Berechnung der Heckabsenkung nach [23]
b_r	[m]	rechnerische Kanalbreite, $b_r = f/t$
b_r^*	[m]	Grenzbreite
B	[m]	Schiffsbreite
β	[./.]	Exponent in Gleichung (6 c), $\beta = f (L/b_r)$
C_F	[./.]	Beiwert in Gleichung (13), abhängig von Schiffsform
C_v	[./.]	Beiwert in Gleichung (13), abhängig von Geschwindigkeit
δ	[./.]	Völligkeit des Schiffes
f	[m ²]	benetzter Kanalquerschnitt
F	[m ²]	Hauptspantquerschnitt des Schiffes
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$
K	[./.]	Beiwert in Gleichung (8), $K = v_s^* / \sqrt{g \cdot t}$
K_s	[./.]	Beiwert nach [23], $K_s = f (L/B)$
L	[m]	Schiffslänge
n	[./.]	Querschnittsverhältnis, $n = f/E$
n^*	[./.]	Grenzquerschnittsverhältnis
t	[m]	Wassertiefe
T	[m]	Tiefgang des Schiffes
ΔT	[m]	Tauchung

ΔT^* [m] Tauchung bei der sog. erreichbaren Geschwindigkeit

v_s [m/s] Schiffsgeschwindigkeit

v_s^* [m/s] erreichbare Fahrgeschwindigkeit

1. Einführung und Problemstellung

Für die Geschwindigkeit, die ein Schiff (Verdrängungsfahrzeug) auf flachem Wasser erreichen kann, spielt die vorhandene Fahrwassertiefe in zweifacher Hinsicht eine bedeutende Rolle.

Zum ersten erfährt das Schiff bei steigender Fahrgeschwindigkeit durch die flachwasserbedingte Verzerrung des sekundären Wellensystems eine starke Widerstandsvergrößerung (Flachwassereffekt). Das Widerstandsmaximum wird bei einer Geschwindigkeit erreicht, die gleich der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Schwerewelle ist (kritische Geschwindigkeit).

Da das Widerstandsmaximum je nach Wassertiefe den 4 bis 6-fachen Betrag des Widerstandes bei gleicher Geschwindigkeit auf Tiefwasser betragen kann, ist es mit wirtschaftlich vertretbaren Antriebsleistungen nicht möglich, dieses Widerstandsmaximum zu überwinden. Die ökonomisch erreichbare Fahrgeschwindigkeit des Schiffes liegt aus diesem Grunde stets um einen bestimmten Betrag unterhalb der sog. kritischen Geschwindigkeit.

Die zweite Grenze, der das Schiff insbesondere bei kleinen Fahrwassertiefen unterliegt, ist diejenige, die sich aus der Tatsache ergibt, dass ein fahrendes Schiff je nach Wassertiefe und Fahrgeschwindigkeit mehr oder weniger tief einsinkt und sich vertrimmt. Mit steigender Fahrgeschwindigkeit verstärken sich die Tauchung und die Vertrimmung des Schiffes beträchtlich, so dass es zu einer Grundberührung kommen kann. Besonders ungünstig wirkt sich dabei der Umstand aus, dass sich das Schiff bei höheren Geschwindigkeiten im allgemeinen hecklastig vertrimmt. Es sind also bei einer eventuell eintretenden Grundberührung die empfindlichen Antriebs- und Steuerorgane am Heck des Schiffes besonders gefährdet.

Um derartige Havariefälle nach Möglichkeit zu vermeiden, muss entweder eine entsprechend grosse Fahrwassertiefe garantiert sein oder es darf nur mit geringer Geschwindigkeit gefahren werden.

Die grosse Bedeutung der hier kurz umrissenen Probleme für den praktischen Verkehrswasserbau wird besonders deutlich, wenn man

sich vergegenwärtigt, dass gerade im Hinblick auf die ständig zunehmenden Schiffsgrößen und den Trend zu immer höheren Fahrgeschwindigkeiten an die Querschnittsabmessungen der Wasserstrassen laufend steigende Anforderungen gestellt werden.

Des weiteren ist z.B. die Tauchung ein wichtiges Kriterium für den Einsatz moderner Eisbrecher auf unseren schiffbaren Flüssen und Kanälen, da diese auch bei geringen Flottwassertiefen mit möglichst hohen Geschwindigkeiten fahren müssen, um beim Eisauflauf ein genügendes Rammvermögen zu haben.

Leider sind in der einschlägigen Literatur nur sehr wenige allgemeingültige Berechnungsgrundlagen zur Bearbeitung des hier angesprochenen Problemkreises zu finden.

Die Abteilung Wasserbau und Schifffahrt der FAS entschloss sich aus diesem Grunde nach kollektiver Beratung, an Hand systematischer Modellversuche diese für die Praxis so bedeutsamen Fragen im Rahmen einer Forschungs- und Entwicklungsarbeit zu klären. Im einzelnen befassten sich die Untersuchungen mit folgenden Komplexen:

1. Erreichbare Geschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser.
2. Einfluss der Breiteneinschränkung auf die erreichbare Geschwindigkeit.
3. Tauchung und Vertrimmung des Schiffes auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser als Funktion des Tiefgangsverhältnisses und der Schiffsgeschwindigkeit.

In Hinblick auf eine einfache und bequeme Anwendbarkeit der Versuchsergebnisse in der Praxis wurde die leicht zu handhabende und übersichtliche graphische Darstellungsweise bevorzugt. So kann die erreichbare Fahrgeschwindigkeit unter Berücksichtigung verschiedener Breitenverhältnisse aus einer Graphik abgelesen werden, und die Tauchung kann für beliebige Fahrgeschwindigkeiten an Hand eines Nomogramms ermittelt werden.

2. Stand der Forschung

Der Widerstand eines fahrenden Schiffes setzt sich aus dem Form-, dem Reibungs- und dem Wellenwiderstand zusammen.

Bewegt sich das Schiff auf flachem, d.h. in der Tiefe beschränktem Wasser, so unterliegen die von ihm erzeugten sekundären Schiffswellen infolge des eingeschränkten Schwingungsraumes einer verstärkten Reibungsdämpfung. Dies führt zu der bekannten, kurz als Flachwassereffekt bezeichneten Vergrößerung des Wellenwiderstandes bei Verringerung der Wassertiefe.

Die Widerstandsvergrößerung setzt lt. SCHUSTER [22] etwa bei einem Wert von $v_s/\sqrt{gt} = 0,7$ ein. Mit steigender Fahrgeschwindigkeit wächst der Widerstand sehr rasch an und erreicht bei einer Geschwindigkeit von $v_s = \sqrt{gt}$ (kritische Geschwindigkeit) seinen Maximalwert. Danach fällt der Widerstand allmählich ab und unterschreitet sogar den zugehörigen Tiefwasserwiderstand (überkritisches Gebiet). Zur richtigen Deutung von Meilenfahrtergebnissen und zur Festlegung der wirtschaftlichsten Geschwindigkeit auf flachem Wasser ist die Kenntnis des Einflusses der Wassertiefe auf die erreichbare Geschwindigkeit unerlässlich. So war gerade das recht unterschiedlich ausgefallene Ergebnis von Meilenfahrten ein und desselben Torpedobootzerstörertyps Anlass für die im Jahre 1903 durchgeführten Versuche, über die PAULUS in [17] berichtet.

Später wurde der Einfluss der Fahrwasserbeschränkung auf den Schiffswiderstand eingehend von HELM [7] untersucht.

Interessant an den von PAULUS beschriebenen Versuchen ist die Tatsache, dass ein Einfluss der Wassertiefe noch bei Tiefen, die etwa dem 10-fachen Tiefgang entsprechen, festgestellt wurde. Die gleiche Grenze nennt JOHNSON [11] für die Abhängigkeit der Schiffswellenhöhe von der Wassertiefe.

Unter Berücksichtigung des im Schiffbau herrschenden Trends zu immer grösseren Schiffsabmessungen und zu immer höheren Fahrgeschwindigkeiten bedeutet diese Feststellung, dass unsere Bodden- und auch grosse Teile der Ostsee für bestimmte Schiffe nicht mehr als unbegrenztes, sondern als flaches, d.h. in der Tiefe beschränktes Fahrwasser anzusehen sind. Die flachwasserbedingte Widerstandsvergrößerung wird sich also nicht nur bei Binnenschiffen, sondern in verstärkter Masse auch bei grösseren und schnellfahrenden Seeschiffen bemerkbar machen.

Nach den Ergebnissen von Probefahrten und Modellversuchen gibt KEMPF [12] für die Geschwindigkeit zu Beginn grösserer Widerstandszunahmen einen Wert von

$$v_s^* = 0,8 \cdot \sqrt{g \cdot t} \quad (1 a)$$

und für den Fall grösster Widerstandszunahme einen Wert von

$$v_s^* = 0,93 \sqrt{g \cdot t} \quad (1 b)$$

Zu ganz ähnlichen Resultaten kommen KEMPF und HELM in [13], HECKSCHER [5], GRAFF [4] und SCHMIDT-STIEBITZ [20].

Der Proportionalitätsfaktor $v_s^* / \sqrt{g t} = 0,8$ nach Gl. (1 a) bzw. $0,93$ nach Gl. (1 b) hängt nun neben einer rein definitiven Festlegung in einem gewissen Ausmass auch von dem Verhältnis Wassertiefe zu Schiffstiefgang ab (vergl. dazu [12]).

In ähnlicher Weise wird dieser Faktor auf allseitig beschränktem Fahrwasser (Kanal) vom jeweils vorhandenen Querschnittsverhältnis beeinflusst. In [18] wurde vom Bearbeiter ein Verfahren angegeben, welches es gestattet die Grösse " $v_s^* / \sqrt{g t}$ " in Abhängigkeit des Querschnittsverhältnisses zu berechnen.

SELIVANOV gibt in einer neueren Arbeit [23] folgende Gleichung zur Berechnung der Geschwindigkeit zu Beginn der starken Widerstandszunahme an:

$$v_s^* = 3,13 \sqrt{\frac{2}{3 K_s^2 - 1} \cdot t} \quad \text{für } \frac{t}{T} \leq 1,4 \quad (2 a)$$

$$v_s^* = 3,44 \sqrt{\frac{3}{3 K_s^2 - 1} \cdot t} \quad \text{für } 1,5 < \frac{t}{T} < 4 \quad (2 b)$$

Darin bedeuten " t " die Wassertiefe, " T " den Schiffstiefgang und " K_s " eine Konstante, die von dem Verhältnis Schiffslänge zu Schiffsbreite abhängt.

Bei Annäherung der Fahrgeschwindigkeit an die Geschwindigkeit " v_s^* " taucht das Schiff stark ein und zeigt gleichzeitig die Tendenz zu einer ausgeprägt hecklastigen Vertrimmung.

Dass dieses Trimmverhalten in einem ursächlichen Zusammenhang mit der Vergrößerung des Widerstandes bei beschränkter Wassertiefe steht, weist SCHMIDT-STIEBITZ in einer seiner neuesten Veröffentlichungen [21] nach.

Die Tiefgangsvergrößerung, insbesondere die Absenkung des Hecks, kann recht beträchtliche Beträge annehmen, so dass sie unter gewissen Umständen zur bestimmenden Grösse bei der Festlegung der zulässigen Fahrgeschwindigkeit werden kann, wie von HELM in [8] und [9] sowie von HELM/MÖCKEL/WÖLTINGER [10] gezeigt wird.

Für den Fall des in einem Kanal fahrenden Schiffes gibt MALJAR [16] die folgende Formel zur Berechnung der Einsinktiefen an:

$$\Delta T = \frac{v_s^2 (n-0,5)}{2g (n-1)^2} \quad (3)$$

Darin bedeuten:

T = Schiffseinsenkung [m]

n = Querschnittsverhältnis [./.]

Demgegenüber stellte KRIWOBOKOW [15] jedoch fest, dass die tatsächlich auftretenden Schiffsabsenkungen etwa das 3-fache des Wertes betragen, der sich nach der Formel (3) von MALJAR ergeben würde.

Diese offensichtliche Unstimmigkeit veranlasste FUEHRER [2] dazu, dieses Problem erneut zu bearbeiten. Aus Modellversuchen bestimmte er einen Korrekturbeiwert zur Formel von MALJAR. Die mittlere Tauchung des Schiffes ergibt sich nunmehr aus der Beziehung:

$$\Delta T = A \cdot \frac{v_s^2 (n-0,5)}{2g (n-1)^2} \quad (4)$$

Der Beiwert "A" kann einer in [2] angegebenen Graphik als Funktion der Kritischen Geschwindigkeit entnommen werden.

Zur Berechnung der Tauchung auf seitlich unbegrenztem Fahrwasser konnten jedoch nur recht wenige praktisch verwertbare Angaben gefunden werden.

So wiesen STURTZEL und SCHMIDT-STIEBITZ [24] an Hand von Modellmessungen aus der Versuchsanstalt für Binnenschiffbau Duisburg (VBD) nach, dass sich die Tauchung eines Schiffes aus einem Anteil, der durch die Wasserspiegelabsenkung verursacht wird und einem Anteil, der durch eine strömungsbedingte Veränderung der Druckverteilung hervorgerufen wird, zusammensetzt.

In seiner Arbeit "Grundsätze für die Festlegung der Tiefen von Hafenbecken" [25] gibt SZWANKOWSKI eine recht aufschlussreiche Einschätzung aller bei der Festlegung der Mindestfahrwassertiefe zu beachtenden Einflüsse. Allerdings können die von ihm angegebenen Ansätze zur Ermittlung der Vertrimmung und der Tauchung [14] des Schiffes nicht befriedigen, da die erwähnten Grössen in sehr vereinfachender Weise nur linear mit der Schiffsgeschwindigkeit verknüpft sind.

Ein weiteres Berechnungsverfahren zur Ermittlung der Schiffsabsenkung auf flachem Wasser stammt aus der bereits zitierten Arbeit [23] von SELIVANOV.

Die mittlere Schiffsabsenkung ergibt sich danach zu:

$$\Delta T_M = \frac{(K_s^2 - 1) \cdot v_s^2}{2g} \quad \text{für } \frac{t}{T} \leq 1,4 \quad (5 \text{ a})$$

$$\Delta T_M = \sqrt{\frac{T}{t}} \cdot \frac{(K_s^2 - 1) \cdot v_s^2}{2g} \quad \text{für } 1,5 < \frac{t}{T} < 4 \quad (5 \text{ b})$$

Die Absenkung des Hecks errechnet sich aus der mittleren Schiffsabsenkung " ΔT_M " nach folgender Gleichung:

$$\Delta T_H = \alpha \cdot \Delta T_M \quad (5 c)$$

In diesen Gleichungen bedeuten:

K_s = Beiwert wie in Gl. (2 a bzw. 2 b)

$\alpha = f(L/B)$.

3. Einschätzung der bestehenden Berechnungsverfahren

3.1 Ansätze zur Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit auf flachem Wasser

Wie aus dem voranstehenden Abschnitt hervorgeht, wird im allgemeinen die erreichbare Geschwindigkeit, d.h. die Geschwindigkeit, die ein Schiff auf flachem Wasser noch mit wirtschaftlich vertretbaren Mitteln erreichen kann (Beginn des starken Widerstandsanstieges), nach der Beziehung

$$v_s^* = 0,8 \cdot \sqrt{g \cdot t} \quad (1 a)$$

berechnet. Nach KEMPF [12] soll nun diese Geschwindigkeit " v_s^* " auch in einem gewissen Umfang vom Tiefgangverhältnis (t/T) des Schiffes abhängen.

Diese Abhängigkeit wurde durch die neuen, im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellversuche voll bestätigt (vergl. Abschnitt 5). Eine Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit nach Gl. (1 a) kann somit nur als einfache Näherung aufgefasst werden.

SELIVANOV [23] berücksichtigt das Tiefgangverhältnis in der Weise, dass er für Werte $t/T \leq 1,4$ und $1,5 < t/T < 4$ je eine gesonderte Formel - Gl. (2 a) und (2 b) - zur Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit angibt. Darüber hinaus findet bei ihm das Verhältnis von Schiffslänge zu Schiffsbreite in Form des Beiwertes " K_s " Eingang in die Berechnung. Der Einfluss des Längen-Breitenverhältnisses auf die erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " zeigte sich auch bei den vom Bearbeiter durchgeführten Versuchen (vergl. Anlage 5.3).

Auf Anlage 2 wurde die nach Gleichung (2 a) und (2 b) berechnete erreichbare Geschwindigkeit mit der verglichen, die sich aus den hier behandelten Modellversuchen ergibt.

Bei kleinen Tiefgangsverhältnissen ($t/T \leq 1,4$) stimmen die gemessenen Werte mit den nach Gl. (2 a) berechneten recht gut überein, dagegen ergeben sich bei Verhältnissen von $t/T > 1,5$, also Verhältnissen, die nach Gl. (2 b) zu behandeln sind, beträchtliche Abweichungen. Die Berechnung liefert gegenüber der Messung um 30 bis 50 % höhere Geschwindigkeiten.

3.2 Ansätze zur Berechnung der Schiffsabsenkung auf flachem Wasser

Die von SZWANKOWSKI in seiner Arbeit [25] angegebenen Gleichungen zur Berechnung der Vertrimmung (lt. [1]) und der Tauchung (lt. [14]) sind auf Grund ihrer sehr starken Vereinfachung der tatsächlichen Gegebenheiten für eine genauere Einschätzung des Trimm- und Tauchungsverhaltens eines Schiffes ungeeignet und sollen deshalb hier auch nicht weiter diskutiert werden.

Für die praktische Berechnung ist das Verfahren von SELIVANOV [23] bedeutungsvoller.

Analog zur Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit gibt er für die Tiefgangsverhältnisse von $t/T \leq 1,4$ und $1,5 < t/T < 4$ getrennte Formeln - Gl. (5 a) und Gl. (5 b) - zur Bestimmung der mittleren Schiffsabsenkung an. Die mittlere Schiffsabsenkung ist danach dem Quadrat der Schiffsgeschwindigkeit proportional. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellmessungen ergaben demgegenüber jedoch eine Abhängigkeit der Schiffsabsenkung von der 4. Potenz der Geschwindigkeit.

Auf den Anlagen 3.1 und 3.2 wurden vergleichsweise für Tiefgangsverhältnisse $t/T \leq 1,4$ und $t/T > 1,5$ einige gemessene Schiffsabsenkungen als Funktion der Geschwindigkeit aufgetragen und dazu die entsprechenden, nach Gleichung (5 a) bzw. (5 b) berechneten mittleren Schiffsabsenkungen sowie die Heckabsenkung nach Gl. (5 c) eingezeichnet.

Es ist zu erkennen, dass im allgemeinen für Geschwindigkeiten,

die unterhalb der sog. erreichbaren Geschwindigkeit " v_g^* " liegen, die Berechnung um 30 bis 80 % zu grosse Werte liefert. Dagegen nimmt bei Überschreitung dieser Geschwindigkeit die Heckabsenkung bedeutend schneller zu, als dies durch die Berechnung wiedergegeben wird. Am grössten sind die Abweichungen für das untersuchte Seeschiffsmodell M 304 bei Tiefgangsverhältnissen $t/T > 1,5$.

Bessere Übereinstimmung - jedenfalls bei unterkritischer Geschwindigkeit - besteht für die Verhältnisse des Binnenschiffs (Amanda) und des Eisbrechers. Allerdings zeigt die Absenkung des Hecks in diesen beiden Fällen einen wesentlich anderen Verlauf als ihn die Rechnung angibt.

Beide Schiffe vertrimmen nämlich buglastig. Erst mit Erreichen der kritischen Geschwindigkeit nehmen sie eine hecklastige Schwimmlage ein. Die Absenkung des Hecks ist somit geringer als die mittlere Schiffsabsenkung und nicht grösser, wie sich dies lt. Gleichung (5 c) ergibt.

4. Modellmässige Untersuchung eines auf flachem Wasser fahrenden Schiffes

4.1 Zielstellung der Versuche

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten systematischen Modellversuche hatten das Ziel, folgende für die Praxis besonders wichtige Teilprobleme aus dem grossen Komplex "Schiff im begrenzten Fahrwasser" zu klären:

1. Erreichbare Geschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser
2. Einfluss der Breitenbeschränkung auf die erreichbare Geschwindigkeit
3. Untersuchung der Tauchung und Vertrimmung eines Schiffes auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser.

Die Bearbeitung dieser Fragen ist gerade deshalb von so grosser praktischer Bedeutung, da die in der einschlägigen Literatur veröffentlichten Berechnungsgrundlagen nur zu mehr oder weniger angenäherten Ergebnissen führen, wie im vorstehenden Abschnitt an Hand von Vergleichen mit Modellmessungen festgestellt werden

musste.

4.2 Erläuterung der Versuchsanlage

Zur Durchführung der Versuche stand das 100 m lange und 50 m breite Flachwasserbecken auf dem Gelände der Versuchsanstalt Potsdam zur Verfügung. Von diesem Becken wurde ein Streifen von ca. 20 m Breite durch eine Ziegelsteinwand abgetrennt, auf dem dann die eigentlichen Versuchsfahrten durchgeführt wurden. Die Breite von 20 m kann bei einer Länge der Schiffsmodelle von etwa 4 m ($b/L = 5$) unbedenklich als unendlich breit angesehen werden. Nach HELM [6] ist praktisch kein Breiteneinfluss mehr vorhanden, wenn eine Tankbreite von $3,08 \cdot L$ bei Modellwassertiefen von 0,17 m und eine Tankbreite von $2,4 \cdot L$ bei einer Modellwassertiefe von 0,50 m vorhanden ist.

Die zur Verfügung stehende 100 m Beckenlänge wurde in folgender Weise aufgeteilt: 40 m Beschleunigungsstrecke, 40 m zum Fahren mit gleichförmiger Geschwindigkeit und 20 m Bremsstrecke.

Vom letzten Drittel der Beschleunigungsstrecke bis zum Anfang der Bremsstrecke wurde parallel zur Fahrspur des Schiffes ein dichter Lattenrostzaun als Windschutz aufgestellt. Im Schutze dieses Zaunes konnten selbst bei Windgeschwindigkeiten von 2 bis 3 m/s noch Versuche ohne wesentliche Windbelästigung durchgeführt werden.

Bei höheren Windgeschwindigkeiten wurden die Versuche unterbrochen. Die Windschutzzäune waren transportabel in einzelne Metallständer aufgehängt und konnten so der Windrichtung angepasst werden. Ihre Unterwasserkante endete stets 1 bis 2 cm über dem jeweiligen Wasserspiegel, so dass eine Beeinflussung der Messergebnisse durch eintauchende Zäune nicht gegeben war.

Für die Untersuchungen wurden 3 verschiedene Schiffstypen verwendet, und zwar ein Seeschiffsmodell, ein Binnenschiffsmodell und ein Flusseisbrechermodell. Das Eisbrechermodell wurde in die Untersuchungen mit einbezogen, da für diesen Schiffstyp schon eine Anzahl von ähnlichen Messwerten vorlag (vergl. [19]).

Die Hauptabmessungen (Naturmasse) dieser Schiffe sind in der folgenden Tabelle Nr. 1 zusammengestellt.

Schiff	Modell- maßst.	Tiefgang [m]				Breite [m]	Länge [m]	$\frac{L}{B}$ [×]	δ [×]	Bemerkung
		1	2	3	4					
M 304	1:33	4,80	5,43	6,12	7,44	17,04	135	7,9	0,61	Seeschiff
Amanda	1:12,5	1,50	1,75	2,00	—	8,25	67	8,1	0,89	Binnenschiff
Eisbr.	1:6,5	1,30	—	—	—	6,85	27	4,0	0,55	Flußeisbrecher

Tabelle Nr. 1

Die Modelle waren aus Holz gefertigt und lackiert. Zur Turbulenzerzeugung diente ein Draht von 1,2 mm ϕ am Spant 19 und 0,5.

Das Seeschiffsmodell M 304 und das Binnenschiffsmodell wurden mittels einer gebräuchlichen Seilschleppanlage geschleppt. Eine nähere Beschreibung dieser Anlage ist in [18] zu finden.

Das Eisbrechermodell war mit einem Eigenantrieb (2 Schrauben) ausgerüstet. Die Fahr- bzw. Stoppbefehle wurden per Funkt übermittelt.

4.3 Versuchsprogramm und Messtechnik

Zur Beantwortung der unter Pkt. 4.1 genannten Fragen wurden die 3 Modellschiffe auf verschiedenen Wassertiefen und bei verschiedenen Tiefgängen untersucht. Die einzelnen Versuchsserien und die dazugehörigen Versuchsbedingungen sind in der Tabelle Nr. 2 zusammengestellt.

Nr.	Schiff	Tiefgang	Tiefe	$\frac{t}{T}$	$\frac{t}{B}$	$\frac{t}{T} \cdot \frac{t}{B}$	$\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B}$	$\frac{v_s^*}{\sqrt{g \cdot t}}$
		[m]	[m]	[./.]	[./.]	[./.]	[./.]	[./.]
1.1	M 304	4,80	6,60	1,375	0,388	0,534	11,0	0,76
2	"	4,80	9,85	2,05	0,578	1,186	16,2	0,805
3	"	4,80	13,55	2,82	0,795	2,24	22,2	0,86
4	"	5,43	7,60	1,40	0,445	0,623	11,1	0,795
5	"	6,12	7,60	1,24	0,445	0,553	9,8	0,77
6	"	6,12	9,85	1,61	0,578	0,932	12,7	0,805
7	"	6,12	13,55	2,21	0,795	1,76	17,5	0,84
8	"	7,44	13,70	1,84	0,803	1,48	14,5	0,81
9	"	7,44	12,70	1,71	0,745	1,27	13,5	0,80
2.1	Amanda	1,50	2,75	1,84	0,334	0,613	14,85	0,83
2	"	1,50	3,12	2,08	0,378	0,785	16,9	0,83
3	"	1,50	3,72	2,48	0,450	1,117	20,2	0,845
4	"	1,75	3,12	1,78	0,378	0,673	14,4	0,83
5	"	1,75	3,72	2,12	0,450	0,954	17,2	-
6	"	2,00	2,75	1,375	0,334	0,459	11,2	0,76
3.1	Eisbrecher	1,30	1,75	1,35	0,256	0,345	5,4	0,67
2	"	1,30	2,00	1,54	0,292	0,450	6,2	0,70
3	"	1,30	2,52	1,94	0,368	0,713	7,8	0,74

Tabelle Nr. 2

Bei den hier aufgeführten Versuchen wurden die folgenden Größen gemessen:

1. Schiffsgeschwindigkeit
2. Tauchung des Bugs und des Hecks
3. Schleppwiderstand

Die Bestimmung der Schiffsgeschwindigkeit " v_s " erfolgte über ein mechanisches Zeitzählwerk in Verbindung mit einer 15 m langen Meßstrecke. Die Zeitzentrale bildete die Wechselstromfrequenz. Gesteuert wurde das Zählwerk durch 2 Fotodioden, welche bei Durchfahrt des Schiffes einen Impuls an das Zählwerk sendeten (siehe Foto Nr. 1).

Die Tauchung wurde auf optisch-fotografischem Wege gemessen. Bug und Heck erhielten dazu einen senkrecht stehenden Maßstab aufgeschraubt, wodurch es möglich war, die Veränderungen von Bug bzw. Heck gegenüber einem ruhenden Horizont fotografisch festzuhalten. Die beiden für diese Messungen verwendeten Kameras wurden gleichzeitig über fernbediente Magnetauslöser ausgelöst. Zur Auswertung wurden die Bilder an die Wand projiziert.

Die Messung des Schleppwiderstandes erfolgte mit Hilfe eines vom Bearbeiter entwickelten Widerstandsmessrahmens, der besonders den Bedingungen eines Seilschlepps angepasst ist (Foto Nr. 4).

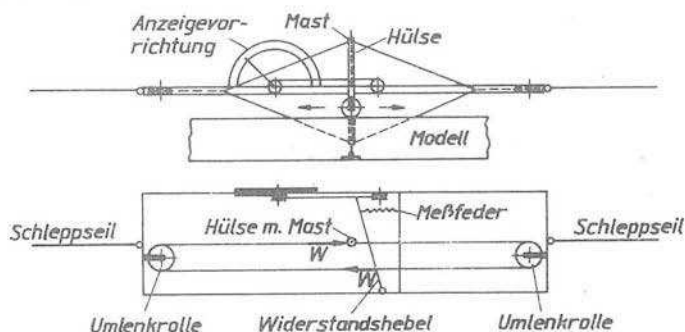


Abbildung 1

Dieser Widerstandsmessrahmen (vergl. Abb. 1) besteht aus einer rahmenartigen Aluminiumkonstruktion, die in das ziehende Trum der Schleppanlage gehängt wird und sich durch zwei im Schwerpunkt angebrachte Rollen auf die Bordwand - ebenfalls in der Schwerpunktsbene - des Schiffes stützt.

Innerhalb des Rahmens befindet sich ein straff gespannter, endloser Stahldraht, der über zwei Umlenkrollen läuft. In die eine Seite des gespannten Drahtes ist in der aus Abb. 1 ersichtlichen Weise eine Hülse eingehängt. In dieser Hülse steckt der im Schiffsschwerpunkt kardanisch befestigte Mast. Die allseitige Beweglichkeit des Modells wird dadurch nicht behindert. Die andere Seite des Drahtes ist mit dem Widerstandshebel verbunden, an dessen Ende die Messfeder befestigt ist.

Der Schiffswiderstand " W " wird also vom Mast über den Stahldraht auf den Widerstandshebel übertragen. Die Ausdehnung der Feder ist nach vorheriger Eichung ein Mass für den Schiffswiderstand. Während der Versuchsfahrt konnte dieses Mass recht gut von der ziemlich gross ausgeführten Anzeigevorrichtung abgelesen werden.

Bei einigen Messfahrten wurde neben den hier angeführten Grössen noch die Wasserspiegelabsenkung in verschieden weit vom Schiff entfernten Messebenen gemessen. Es war nämlich geplant, bei der Berechnung der Schiffsabsenkung von der Wasserspiegelabsenkung im Bereich des Schiffes auszugehen. Als sich jedoch zeigte, dass die Absenkung des Hecks im Bereich der sog. erreichbaren Geschwindigkeit doch recht beträchtlich von der mittleren Modellabsenkung abweicht, wurden diese Messungen abgebrochen, da sich diese besonderen Trimmlagen nicht ohne weiteres aus einer Wasserspiegelaufmessung herleiten lassen.

Die Messungen erfolgten mit einem in der FAS neu entwickelten Wellenhöhenmessgerät (vergl. Foto 2). Auf induktivem Wege wird dabei mittels Tauchsonden die Wasserspiegeländerung in eine Stromänderung umgeformt und diese nach entsprechender Verstärkung mit Hilfe eines Lichtlinienschreibers aufgezeichnet.

Die Umrechnung der im Modell gemessenen Grössen auf die Naturverhältnisse wurde mittels des FROUDESchen Ähnlichkeitsgesetzes

vorgenommen, da die untersuchten Vorgänge vorwiegend durch Trägheits- und Schwerkkräfte bestimmt werden.

Ausgenommen davon ist allerdings der Schiffswiderstand. Dieser hängt sowohl von Reibungs- als auch von Trägheits- und Schwerkkräften ab. Da der Schiffswiderstand im Rahmen dieser Arbeit nur zu vergleichweisen Betrachtungen im Zusammenhang mit der erreichbaren Geschwindigkeit herangezogen wurde, konnte auf eine Umrechnung dieser Grösse auf die Natur verzichtet werden.

5. Ergebnisse der Modellversuche

5.1 Erreichbare Fahrgeschwindigkeit

5.1.1 Erreichbare Fahrgeschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser

Der Widerstand eines auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser fahrenden Schiffes steigt bei Überschreitung einer bestimmten Geschwindigkeit (erreichbare Geschwindigkeit) sehr steil an und erreicht bei einer Geschwindigkeit, die gleich der Stauwellengeschwindigkeit " $\sqrt{g \cdot t}$ " ist (kritische Geschwindigkeit), ein Maximum.

Dieser Maximalwert kann je nach Wassertiefe und Tiefgang des Schiffes das 4 bis 7-fache des entsprechenden Tiefwasserwiderstandes betragen (vergl. Abb. 2).

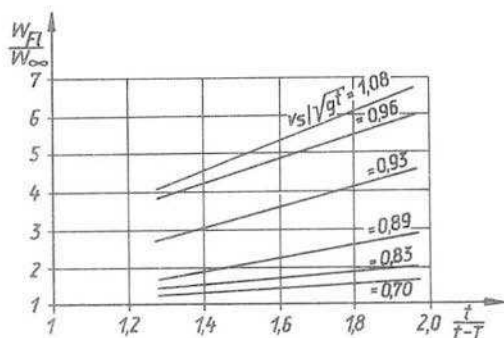


Abbildung 2

Flachwasser-Widerstand nach Hamburger und Wiener Messungen (nach [21]).

Die Ursache für diese Widerstandsvergrößerung auf flachem Wasser ist darin zu suchen, dass die vom Schiff erzeugten sekundären Wellen (vergl. [23]) auf flachem Wasser stärker durch Reibung gedämpft werden als auf tiefem Wasser. Zur ständig neuen Anfachung dieser Wellen wird somit im Flachwasser mehr Energie (Wellenwiderstand) benötigt, als dies bei gleicher Geschwindigkeit auf tiefem Wasser der Fall wäre.

Die in einem Schiff installierte Antriebsleistung ist nun im allgemeinen nicht ausreichend, um das Flachwasser-Widerstandsmaximum zu überschreiten. Die erreichbare Fahrgeschwindigkeit - vor allen Dingen mit wirtschaftlichen Mitteln erreichbare Fahrgeschwindigkeit - muss also um ein bestimmtes Mass unterhalb der kritischen Geschwindigkeit $v_s^*/\sqrt{gT} = 1,00$ liegen, und zwar gilt die Geschwindigkeit als erreichbar, die zu Beginn des steilen Widerstandsanstieges vorhanden ist. SELIVANOV [23] bezeichnet diese Geschwindigkeit z.B. als sog. "erste kritische Geschwindigkeit".

Für die im Rahmen dieses Abschnittes durchgeführten Modelluntersuchungen wurden analog zu den in [18] beschriebenen Versuchen die Geschwindigkeit, die zu Beginn der starken Vertrimmung vorhanden sind (vergl. Anl. 1.1 bis 1.9 bzw. Abb. 3), als erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " angesehen.

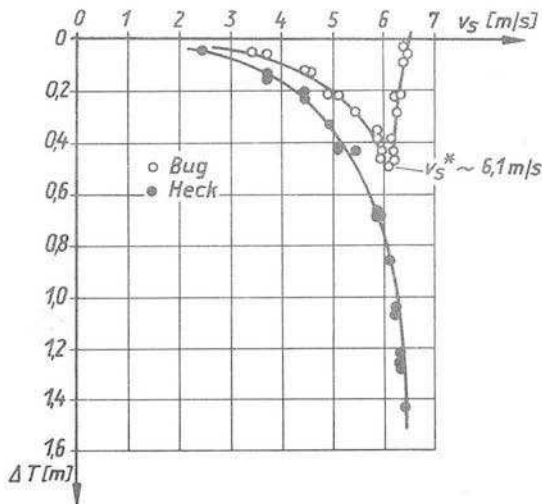


Abbildung 3

Geschwindigkeit zu Beginn der starken Vertrimmung " v_s^* "

Die Verwendung dieser Geschwindigkeit hat den Vorteil, dass sie sich einmal aus den Tauchungsmessungen (Anl. 1.1 bis 1.9) recht eindeutig fixieren lässt (vergl. Abb. 3) und zum anderen direkt zur Berechnung der Schiffsabsenkung (Abschnitt 5.2) herangezogen werden kann.

Der Beweis, dass die hier verwendete Geschwindigkeit zu Beginn der starken Vertrimmung " v_s^* " auch tatsächlich gleich der Geschwindigkeit zu Beginn des starken Widerstandsanstieges, also gleich der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit ist, wurde an Hand der Widerstandsmessungen erbracht.

Auf den Anlagen 4.1 und 4.2 ist der gemessene Modellwiderstand als Funktion der Modellgeschwindigkeit - der Widerstand wurde aus schon erläuterten Gründen nicht auf die Natur umgerechnet - aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die ebenfalls eingezeichneten Geschwindigkeiten zu Beginn der starken Vertrimmung " v_s^* " tatsächlich dem Beginn des starken Widerstandsanstieges entsprechen.

Von welchen Grössen hängt nun diese so definierte erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " ab?

Zur Beantwortung dieser Frage wurde die aus den Tauchungsmessungen (Anl. 1.1 bis 1.9) ermittelte erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " in Bruchteilen der Stauwellengeschwindigkeit " $\sqrt{g \cdot t}$ " als Funktion verschiedener dimensionsloser Grössen dargestellt, und zwar als Funktion des Tiefgangsverhältnisses " t/T ", der Grösse " $t/T \cdot t/B$ " sowie der Grösse " $t/T \cdot L/B$ ".

Die auf Anlage 5.1 wiedergegebene Darstellung in Abhängigkeit des Tiefgangsverhältnisses " t/T " zeigt die meisten Streuungen, woraus zu schliessen ist, dass das Verhältnis " t/T " allein nicht zur Charakterisierung der Geschwindigkeit " v_s^* " ausreicht.

Bemerkenswert erscheint in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass der bei dem Tiefgangsverhältnis $t/T = 1,38$ (Versuch 1.1 lt. Tabelle Nr. 2) gemessene Wert $v_s^*/\sqrt{g \cdot t} = 0,76$ geringer ist als der bei dem kleineren Tiefgangsverhältnis $t/T = 1,24$ erhaltene Wert von $v_s^*/\sqrt{g \cdot t} = 0,77$ (Versuch 1.5).

Bestätigt finden wir diesen Sachverhalt durch die Widerstandsmessungen (vergl. Anl. 4.1). Der steile Widerstandsanstieg setzt bei dem Verhältnis $t/T = 1,38$ tatsächlich früher ein als bei dem Verhältnis von $t/T = 1,24$.

Eine Erklärung dafür könnte die von FUEHRER [3] beobachtete Veränderung der Verdrängungsströmung bei kleinen Flottwassertiefen sein. Er konnte durch Strömungsmessungen nachweisen, dass bei sehr kleinen Flottwassertiefen die Verdrängungsströmung unter dem Schiffsboden nach der Seite ausweicht. Dies müsste eine Verringerung des Reibungswiderstandes zur Folge haben, wodurch eine Erklärung für die besprochene Erscheinung gefunden wäre.

Zur weiteren Klärung dieses Problems wären allerdings umfangreichere Untersuchungen nötig.

Auf Anlage 5.2 wurde das Tiefgangsverhältnis mit dem Verhältnis Tiefe zu Schiffsbreite " t/B " multipliziert, die erreichbare Geschwindigkeit also in Abhängigkeit der Grösse " $t/T \cdot t/B$ " aufgetragen. Bei dieser Darstellungsweise ordnen sich die einzelnen Messwerte recht gut - je nach untersuchten Schiffstypen -

zu Kurvenzügen, die untereinander parallel verlaufen.

Am besten lassen sich die gemessenen erreichbaren Fahrgeschwindigkeiten als Funktion der Grösse " $t/T \cdot L/B$ " (vergl. Anl. 5.3) darstellen.

Sämtliche Messpunkte fallen dabei ohne grosse Streuungen in eine Ausgleichskurve; unabhängig davon, mit welchem Schiffstyp sie gewonnen wurden.

Bei der Charakterisierung der sog. erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " spielt also neben dem Tiefgangsverhältnis " t/T " auch das Längen-Breitenverhältnis des Schiffes " L/B " eine Rolle.

Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass sich die mit dem Eisbrechermodell gewonnenen Messwerte so gut in den übrigen Kurvenverlauf einfügen, obwohl das Eisbrechermodell im Gegensatz zu den beiden anderen Modellschiffen mit Eigenantrieb ausgerüstet war.

Der Einfluss der Schraubenströmung auf das hier untersuchte Problem ist offenbar gering und wird deshalb vernachlässigt. Auch für die Belange der Kanalfahrt wurden vom Bearbeiter in [18] nur geringfügige Abweichungen des selbstfahrenden gegenüber dem geschleppten Schiff festgestellt.

Neben den Werten " $v_s^*/\sqrt{g \cdot t}$ " für seitlich unbegrenztes Fahrwasser ($L/b_T = 0$) wurden auf Anlage 5.3 auch die aus früheren Messungen (vergl. [18]) stammenden Werte für seitlich begrenztes Fahrwasser (Kanal) eingetragen. Diese Werte zeigen einen ganz ähnlichen Kurvenverlauf wie die für seitlich unbegrenztes Wasser.

Aus der Auftragung dieser Messpunkte auf doppeltlogarithmischem Papier (Anlage 5.4) erhalten wir den folgenden analytischen Ausdruck für die Berechnung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser:

$$\frac{v_s^*}{\sqrt{g \cdot t}} = \left[\frac{1}{80} \cdot \frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right]^{0,125} \quad (6 a)$$

bzw.

$$v_s^* = 1,82 \cdot t^{0,625} \left[\frac{L}{T \cdot B} \right]^{0,125} \quad (6 \text{ b})$$

Die gesuchte Geschwindigkeit " v_s^* " ergibt sich in $[m/s]$, wenn " t " in $[m]$ eingesetzt wird.

Für Werte $t/T \cdot L/B > 7$ erfüllt der angegebene Ausdruck (6 a) recht gut die gemessenen Punkte. Wird $t/T \cdot L/B < 7$, so gibt die Gleichung (6 a) gegenüber der Messung ca. 4 bis 6 % zu grosse Werte " $v_s^*/\sqrt{g \cdot t}$ " an.

Zur einfachen Ermittlung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " bei der praktischen Entwurfsarbeit wurde auf Anlage 5.5 der angegebene analytische Ausdruck nomographisch dargestellt, und zwar wurde dazu die für diesen Zweck geeignetere Gleichung (6 b) verwendet.

5.1.2 Einfluss der Breiteneinschränkung auf die erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* "

Kommt zu der Beschränkung der Fahrwassertiefe noch eine Einengung der Breite, so ist ein weiteres Anwachsen des Schiffswiderstandes zu beobachten (Kanaleffekt). Die Ursachen für diesen sog. Kanaleffekt liegen in einer durch die seitliche Einengung bedingten Verzerrung des primären Wellensystems, wodurch sich der Reibungswiderstand des Schiffes vergrössert.

Der Beginn des steilen Widerstandsanstieges wird also je nach Breiteneinschränkung schon bei geringeren Fahrgeschwindigkeiten erreicht als dies bei seitlich unbeschränktem Wasser der Fall ist. Diese Fahrgeschwindigkeit zu Beginn des steilen Widerstandsanstieges - hier definitionsgemäss als erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " bezeichnet - wird im allgemeinen analog zu Gleichung (1) nach folgendem Ansatz berechnet:

$$v_s^* = K \cdot \sqrt{gT} \quad (7)$$

"K" ist dabei ein vom Querschnittsverhältnis " n " abhängiger Beiwert. Unter Verwendung der Theorie der Strömung in offenen Gerinnen wurde vom Bearbeiter in [18] die nachstehende Gleichung zur Berechnung dieses Beiwertes abgeleitet.

$$[K^2]^3 + [K^2]^2 6(1 - \frac{1}{n}) + [K^2][12(1 - \frac{1}{n})^2 - 27] + 8(1 - \frac{1}{n})^3 = 0 \quad (8)$$

Die erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " kann somit unter Verwendung des aus Gleichung (8) berechneten Beiwertes " K " für jedes beliebige Querschnittsverhältnis ermittelt werden. In diesem Zusammenhang sei nur darauf hingewiesen, dass die Geschwindigkeit " v_s^* " gemäss Gl. (7) in [18] als "Geschwindigkeit zu Beginn des kritischen Gebietes" oder kurz nur als "kritische Schiffsgeschwindigkeit" bezeichnet wurde. Sie ist mit der hier speziell für Flachwasserverhältnisse gebrauchten sog. erreichbaren Fahrgeschwindigkeit (diese Bezeichnung erschien dem Bearbeiter zutreffender) identisch.

Wie in [18] gezeigt werden konnte, stimmt der theoretisch lt. Gleichung (8) berechnete Kurvenverlauf bei Querschnittsverhältnissen $n \leq 12$ sehr gut mit gemessenen Werten überein.

Erst bei Querschnittsverhältnissen von $n > 12$ liefert die Rechnung etwas zu grosse Werte, da dann die für die Rechnung getroffene Voraussetzung einer gleichmässigen Geschwindigkeitsverteilung über den gesamten Querschnitt nicht mehr gegeben ist.

Offenbar ist also für sehr grosse Querschnittsverhältnisse die Grösse $n = f/F$ nicht mehr allein zur Charakterisierung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit ausreichend.

Es wurde aus diesem Grunde in Anlehnung an die empirisch gewonnene Gleichung (6 a) eine neue Beziehung zur Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit für grössere Querschnittsverhältnisse aufgestellt (vergl. Anl. 5.4)

$$\frac{v_s^*}{\sqrt{g \cdot t}} = \left[\frac{1}{80} \cdot \frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right]^\beta \quad (6 c)$$

$$\beta = 0,24 \left[\frac{L}{b_r} \right]^{0,55} ; \quad \beta \geq 0,125$$

Dieser Ausdruck gleicht in seinem Aufbau ganz dem Ansatz (6 a)

zur Berechnung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser, nur dass hier der Exponent eine Funktion der Breitereinschränkung ist (vergl. Abb. 4).

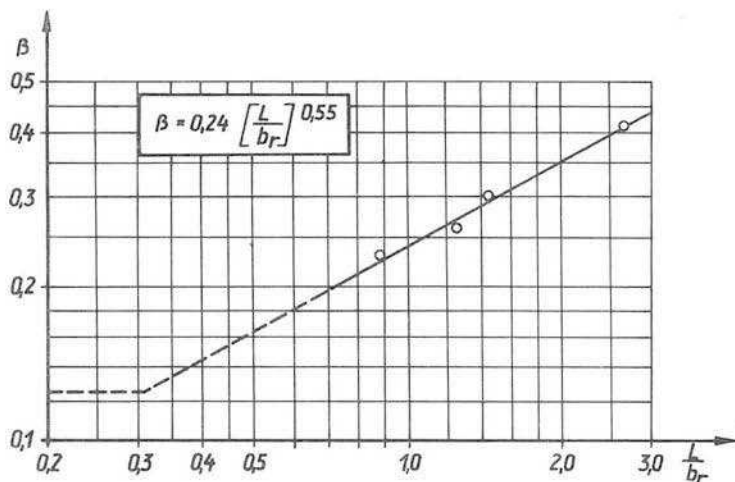


Abbildung 4

Bemerkenswert an dem Verlauf der Funktion $\beta = f(L/b_r)$ auf Abb. 4 ist, dass der für unendlich breites Wasser ($L/b_r = 0$) ermittelte Wert von $\beta = 0,125$ schon bei einem Verhältnis $L/b_r = 0,31$ erreicht wird. Dies bedeutet, dass der Breitereinfluss aufhört, wenn die Fahrwasserbreite grösser als ca. die 3-fache Schiffslänge ist. Voraussetzung für diesen Schluss ist natürlich, dass die Funktion $\beta = f(L/b_r)$ dem über die Messpunkte hinaus extrapolierten Kurvenverlauf (vergl. Abb. 4) folgt.

Die beiden Verfahren zur Berechnung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " auf allseitig beschränktem Wasser – das in [18] abgeleitete Verfahren nach Gl. (8) und das Verfahren nach Gl. (6 c) – sind vergleichsweise auf Anlage 5.6 dargestellt.

Wie schon festgestellt wurde, liefert für Werte $n < 12$ die

Gleichung (8) recht gut mit der Messung übereinstimmende Resultate, während für den Bereich $12 < n < 25$ dem Ansatz gemäss Gl. (6 c) der Vorzug zu geben ist, obwohl Gl. (8) auch für diesen Bereich durchaus brauchbare Ergebnisse bringt. Bei noch grösseren Querschnittsverhältnissen nähern sich beide Verfahren wieder.

Zur einfacheren Anwendung des Berechnungsverfahrens lt. Gl. (6 c) in der Praxis wurde auf Anlage 5.7 für verschiedene Breitenverhältnisse $0 < L/b_r < 3,0$ die erreichbare Fahrgeschwindigkeit als Funktion der Grösse " $t/T \cdot L/B$ " graphisch dargestellt. Nicht dargestellte Zwischenwerte können linear interpoliert werden.

Am Beispiel des Binnenschiffes Typ "Amanda" und des Seeschiffes (M 304) wurde auf Anlage 5.8 der Einfluss der Breiteneinschränkung auf die erreichbare Fahrgeschwindigkeit unter Verwendung der hier angegebenen Berechnungsansätze (Gleichung 6 b und Gleichung 6 c bzw. Gleichung 8) demonstriert.

5.1.3 Grenze des Breiteneinflusses

Ausgehend von der im vorangehenden Abschnitt behandelten Verminderung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit mit zunehmender Seitenbeschränkung muss es für jeden Schiffstyp eine bestimmte grösste Kanalbreite geben, von der an sich ein Breiteneinfluss nicht mehr nachweisen lässt.

Da diese grösste Kanalbreite - im folgenden als Grenzbreite " b_r^* " bezeichnet - zur Einschätzung des Fahrverhaltens eines Schiffes von Bedeutung ist, soll an Hand der zur Verfügung stehenden Messungen im folgenden versucht werden, einen Ansatz zur rechnerischen Ermittlung dieser Grenzbreite " b_r^* " abzuleiten.

Für den Fall des seitlich unbegrenzten Fahrwassers ($L/b_r = 0$) entnehmen wir der Anlage 5.3 folgende in Tabelle Nr. 3, Spalte 1 und 2 zusammengestellte Werte " v_s^* / \sqrt{gt} ":

$\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B}$	$\frac{v_s^*}{\sqrt{g \cdot t}} = K$	$\frac{v_s^{*2}}{g \cdot t} = K^2$	$(1 - \frac{1}{n^*})$	n^*
1	2	3	4	5
8	0,743	0,555	0,954	22
10	0,775	0,600	0,967	30
12	0,800	0,640	0,974	37,5
16	0,830	0,690	0,979	47,6
20	0,850	0,723	0,982	57

Tabelle Nr. 3

Diese Geschwindigkeiten " $v_s^* / \sqrt{g \cdot t}$ " lt. Spalte 2 in Gleichung (8) eingesetzt liefern die in der Spalte 5 angegebenen n^* -Werte.

Wir erhalten also mit Hilfe der Gleichung (8) die für seitlich unbegrenztes Fahrwasser ermittelten erreichbaren Geschwindigkeiten (Spalte 2), wenn für " n^* " die in Spalte 5 angegebenen Werte eingesetzt werden, d.h. bei einem bestimmten Tiefgangsverhältnis " t/T " und einem vorgegebenen Parameter " L/B " des Schiffes lässt sich über das Grenzquerschnittsverhältnis " n^* " gemäss Spalte 5 eine Kanalbreite errechnen, bei der die Fahrverhältnisse für das Schiff gleich denen auf seitlich unbegrenztem Fahrwasser sind. Diese so ermittelte Kanalbreite entspricht der gesuchten Grenzbreite " b_r^* ".

Die folgende Abb. 5 zeigt nun das Grenzquerschnittsverhältnis " n^* " als Funktion der Grösse " $\sqrt{t/T} \cdot L/B$ " lt. Tabelle Nr. 3.

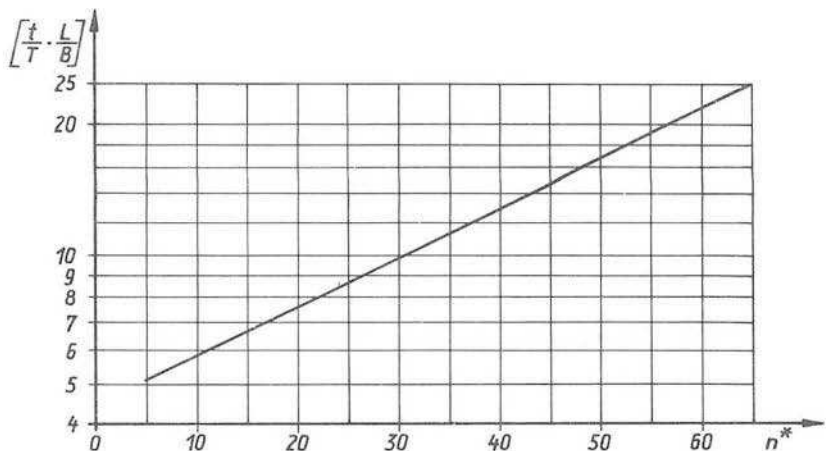


Abbildung 5

Der analytische Ausdruck für diese auf einfachem Logarithmenpapier dargestellten Funktion lautet:

$$\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} = 4,5 \cdot e^{0,265 \cdot n^*} \quad (9)$$

mit

$$n^* = \frac{t}{T} \cdot \frac{b_r^*}{B}$$

erhält man nach einigen Umstellungen:

$$\frac{b_r^*}{L} = \frac{37,8}{\left(\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B}\right)} \left[\ln \left(\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right) - 3,81 \right] \quad (9 \text{ a})$$

Die Auswertung dieser Gleichung (9 a) ergibt den auf Abb. 6 dargestellten Funktionsverlauf.

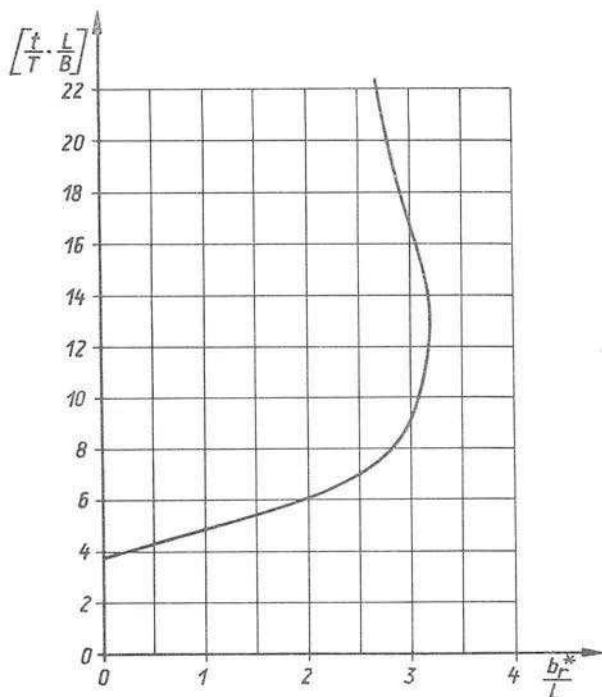


Abbildung 6

Man erkennt aus dieser Darstellung, dass ein Bereich von $8 < (t/r \cdot L/B) < 20$ die Grenzbreite ca. das 3-fache der jeweiligen Schiffslänge ausmacht. Etwa die gleichen Werte gibt HELM in [6] als Grenze des Breitereinflusses an. Auch die Schlüsse, die aus dem auf Abb. 4 dargestellten vermutlichen Verlauf der Funktion $\beta = f \frac{L}{b_r}$ gezogen wurden, bestätigen die mittels Gleichung (9 a) gewonnenen Werte.

Um deutlicher die Abhängigkeit der Grenzbreite vom Tiefgangsverhältnis zu erkennen, wurde auf der folgenden Abb. 7 die auf die Schiffslänge bezogene Grenzbreite als Funktion des Tiefgangsverhältnisses für verschiedene Längen-Breitenverhältnisse des Schiffes dargestellt.

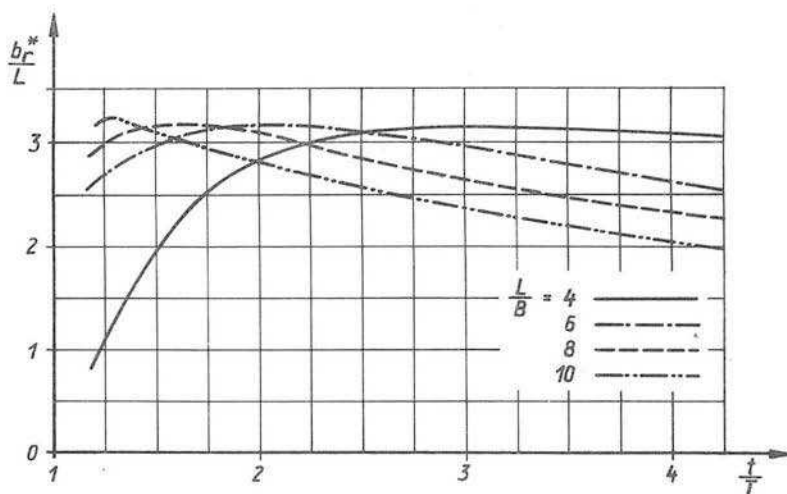


Abbildung 7

5.2 Schiffsabsenkung auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser

5.2.1 Beschreibung des Vorganges

Bei der Fahrt auf tiefenbeschränktem Wasser sinkt das Schiff je nach Geschwindigkeit um ein bestimmtes Mass ab. Neben der Fahrgeschwindigkeit sind dabei besonders das Tiefgangsverhältnis " t/T " und die Schiffsform von Bedeutung.

Die Ursache für diese Schiffsabsenkung ist in einer strömungsbedingten Wasserspiegelabsenkung und in einer zusätzlichen dynamischen Eintauchung des Schiffes zu suchen. Die dynamische Eintauchung ist allerdings nur in einem verhältnismässig geringen Mass an der Gesamteintauchung beteiligt (vergl. dazu [21], [24]).

Unterhalb der sog. erreichbaren Geschwindigkeit " v_s^* " senkt sich das Schiff angenähert gleichlastig ab. Seeschiffstypen zeigen in diesem Bereich ein leicht hecklastiges und die völligen Binnenschiffe bzw. Schiffe mit niedrigem Längen-Breitenverhältnis

nis (z.B. der untersuchte Eisbrecher) ein leicht buglastiges Trimmverhalten (vergl. auch [26]).

Mit Erreichen der Geschwindigkeit " v_s^* " setzt neben der Gesamtabenkung eine stark hecklastige Vertrimmung der Schiffe ein (vergl. Anl. 1.1 bis 1.9). Das Heck sinkt mit zunehmender Geschwindigkeit sehr stark ab, während der Bug im gleichen Masse auftaucht.

Dieser Geschwindigkeitsbezirk verdient bei der Festlegung einer Mindestfahrwassertiefe besondere Beachtung, da die Geschwindigkeiten im Bereich der erreichbaren Geschwindigkeit " v_s^* " infolge der ausgeprägt hecklastigen Vertrimmung bei einer Grundberührung in erster Linie die Schrauben oder die Steuerung des Schiffes in Mitleidenschaft gezogen werden.

5.2.2 Die Tauchung des Bugs bzw. des Hecks bei der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* "

Die bei der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " gemessenen Tauchungen (Anl. 1.1 bis 1.9) des Bugs " ΔT_B^* " und des Hecks " ΔT_H^* " sind in der folgenden Tabelle Nr. 4 zusammengestellt.

Nr.	Schiff	t - T	H e c k		B u g		
			ΔT_H^*	$\Delta T_H^* / t-T$	ΔT_B^*	$\Delta T_B^* / t-T$	$[\Delta T^* / t-T] \cdot \frac{1}{\delta^2}$
		[m]	[m]	[./.]	[m]	[./.]	[./.]
1.1	M 304	1,80	0,85	0,47	0,50	0,28	0,76
2	"	5,05	1,00	0,20	0,70	0,14	0,38
3	"	8,75	1,16	0,13	0,76	0,08	0,21
4	"	2,17	1,10	0,51	0,76	0,35	0,95
5	"	1,48	1,10	0,74	0,68	0,46	1,24
6	"	3,73	1,14	0,31	0,72	0,19	0,51
7	"	7,43	1,40	0,19	0,90	0,12	0,32
8	"	6,26	1,50	0,24	1,00	0,16	0,45
9	"	5,26	1,35	0,26	0,97	0,18	0,49
2.1	Amanda	1,25	0,31	0,25	0,32	0,26	0,33
2	"	1,62	0,30	0,19	0,45	0,28	0,35
3	"	2,20	0,25	0,11	0,60	0,27	0,34
4	"	1,37	0,35	0,26	0,49	0,36	0,46
5	"	1,97	-	-	0,60	0,30	0,37
6	"	0,75	0,35	0,47	0,35	0,47	0,60
3.1	Eisbre- cher	0,45	0,30	0,66	0,44	0,97	3,24
2	"	0,70	0,25	0,36	0,48	0,69	2,30
3	"	1,22	0,28	0,23	0,54	0,44	1,46

Tabelle Nr. 4

Zur Untersuchung der funktionellen Zusammenhänge zwischen der Tauchung am Bug bzw. am Heck und den Ausgangsgrößen (Wassertiefe, Tiefgang, Schiffsabmessungen) wurde zunächst auf Anlage 6.1 die auf die Flottwassertiefe "t-T" bezogene Tauchung über dem Tiefgangsverhältnis aufgetragen.

Diese Auftragung zeigt, dass sich die Tauchung des Hecks bei der Geschwindigkeit " v_s^* " recht gut in der Form $\Delta T_H^* / t-T = f(t/T)$ darstellen lässt.

Dagegen kann diese Darstellungsweise für die Tauchung des Bugs nicht ganz befriedigen. In diesem Fall ergeben die Messpunkte je nach Schiffstyp voneinander getrennte Kurvenzüge, so dass es naheliegt, die Tauchung des Bugs in Abhängigkeit einer Größe darzustellen, in der auch die Schiffsform Berücksichtigung findet.

Am günstigsten erwies sich dabei die auf Anlage 6.2 wiedergegebene Auftragung, bei der die Tauchung des Bugs als Funktion der Völligkeit des Schiffes sowie der Größe " $t/T \cdot L/B$ " dargestellt wurde. Die so empirisch gewonnenen Zusammenhänge lassen sich unter Zuhilfenahme der logarithmischen Darstellungsart auf Anlage 6.3 und 6.4 in folgender Weise analytisch formulieren. Tauchung des Hecks (Anl. 6.3):

$$\frac{\Delta T_H^*}{t-T} = 0,55 \left[\frac{t}{T} - 0,4 \right]^{-2} \quad (10)$$

Tauchung des Bugs (Anl. 6.4):

$$\left[\frac{\Delta T_B^*}{t-T} \right] \cdot \frac{1}{\delta^2} = 90 \cdot \left[\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right]^{-2} \quad (10 a)$$

bzw.

$$\frac{\Delta T_B^*}{t-T} = 90 \cdot \frac{\delta^2 \cdot B^2}{L^2} \cdot \left[\frac{t}{T} \right]^{-2} \quad (10 b)$$

Um für Bug und Heck einen ähnlich aufgebauten Ansatz zu erhalten, wird in Gleichung (10 b) der Ausdruck $\left[t/T \right]^{-2}$ durch den Aus-

druck $0,55 \cdot [t/T - 0,4]^{-2}$ ersetzt.

Für Tiefgangsverhältnisse $t/T < 1,5$ erhalten wir dadurch etwas grössere Werte für " $\Delta T_B^*/t-T$ ", während sich bei Verhältnissen von $t/T > 1,5$ etwas kleinere Werte ergeben, wie die vergleichsweise Auftragung auf der folgenden Abb. 8 zeigt.

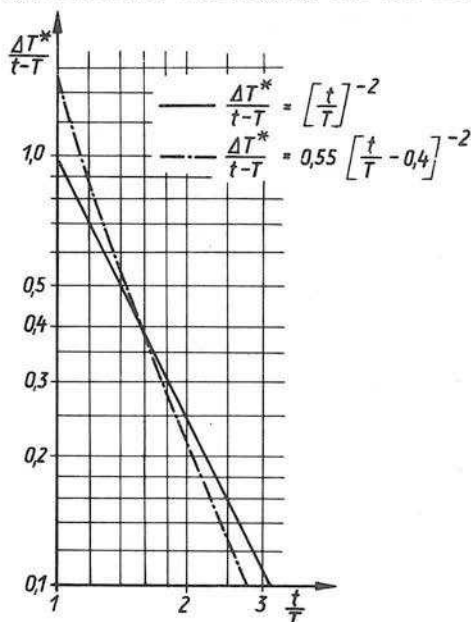


Abbildung 8

Diese Abweichungen werden jedoch zugunsten einer Vereinfachung des Berechnungsverfahrens in Kauf genommen, zumal durch die Vergrößerung der Tauchungswerte bei kleinen Tiefgangsverhältnissen die Rechnung in diesem Fall auf der "sicheren Seite" liegt.

Die allgemeine Gleichung zur Berechnung der Tauchung bei einer Geschwindigkeit, die gleich der sog. erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " ist, lautet somit:

$$\frac{\Delta T^*}{t - T} = C_F \cdot 0,55 \left[\frac{t}{T} - 0,4 \right]^{-2} \quad (11)$$

C_F = Beiwert, abhängig von der Schiffsform

Tauchung am Heck: $C_{F,H} = 1$

Tauchung am Bug: $C_{F,B} = \frac{90 \cdot \delta^2 \cdot B^2}{L^2}$

Ist der formabhängige Beiwert $C_{F,B} < 1$, so nimmt das Schiff eine hecklastige und bei $C_{F,B} > 1$ eine buglastige Trimmlage ein.

Die nach Gleichung (11) berechneten Absenkungen des Bugs und des Hecks sind zum Vergleich mit den entsprechenden Messwerten auf Anlage 6.5 dargestellt. Die berechnete Heckabsenkung stimmt danach recht gut mit der gemessenen überein. Auch bei der Absenkung des Bugs kann bis auf die schon diskutierten Abweichungen bei grösseren Tiefgangsverhältnissen von einer hinreichenden Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung gesprochen werden.

5.2.3 Absenkung des Schiffes als Funktion der Fahrgeschwindigkeit

Die im voranstehenden Abschnitt entwickelte Formel Gl. (11) gestattet die Berechnung der Tauchung des Bugs bzw. des Hecks für eine ganz bestimmte Geschwindigkeit – nämlich die sog. erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* ".

Die Tauchung eines Schiffes hängt nun aber nicht nur von der Fahrwassertiefe und den Abmessungen des Schiffes ab, sondern sie wird in ganz besonderem Masse von der Fahrgeschwindigkeit bestimmt. Eine Gleichung zur Berechnung der Tauchung bei beliebiger Geschwindigkeit des Schiffes muss also neben dem formabhängigen Beiwert " C_F " auch einen von der Geschwindigkeit abhängigen Beiwert " C_v " enthalten.

Für diesen Beiwert " C_v " wurde auf rein empirischem Wege an Hand der logarithmischen Darstellung auf Anlage 6.4 die folgende Abhängigkeit gefunden:

$$\frac{\Delta T}{t-T^*} = C_V = 8 \left(\frac{v_s}{v_s^*} \right)^2 \cdot \left[\left(\frac{v_s}{v_s^*} - 0,5 \right)^4 + 0,0625 \right] \quad (12)$$

" ΔT " ist dabei die Tauchung am Bug oder am Heck bei einer beliebigen Geschwindigkeit " v_s " des Schiffes.

5.2.4 Neue Formel zur Berechnung der Schiffsabsenkung auf flachem, seitlich unbegrenzten Fahrwasser

Unter Verwendung der Gleichung (11) und (12) ergibt sich die Formel zur Berechnung der Schiffsabsenkung auf flachem, seitlich unbegrenzten Fahrwasser in folgender Weise:

$$\boxed{\frac{\Delta T}{t-T} = C_V \cdot C_F \cdot 0,55 \left[\frac{t}{T} - 0,4 \right]^{-2}} \quad (13)$$

C_V = Beiwert, abhängig von der Schiffsgeschwindigkeit

$$= 8 \left(\frac{v_s}{v_s^*} \right)^2 \left[\left(\frac{v_s}{v_s^*} - 0,5 \right)^4 + 0,0625 \right]$$

C_F = Beiwert, abhängig von der Schiffsform

Heck: $C_{F,H} = 1$

Bug: $C_{F,B} = \frac{90 \cdot d^2 \cdot B^2}{L^2}$

Diese Formel wurde zur einfacheren Anwendung in der Praxis auf Anlage 6.7 nomographisch dargestellt.

Das Nomogramm ist so aufgebaut, dass man aus dem Tiefgangsverhältnis " t/T " und dem Geschwindigkeitsverhältnis " v_s/v_s^* " zunächst einen Zwischenwert " Z " erhält, welcher in Verbindung mit dem Beiwert " C_F " die gesuchte Grösse " $\Delta T/t-T$ " liefert.

Zum Schluss dieses Abschnittes noch ein paar Bemerkungen zum Problem des Einflusses der Schraubenströmung. In [18] wurde vom Bearbeiter für die Fahrt eines Schiffes im Kanal festgestellt, dass infolge der zusätzlichen Schraubenströmung gewisse

Unterschiede im hydraulischen Verhalten eines selbstfahrenden gegenüber einem geschleppten Modellschiff auftreten. Derartige Unterschiede konnten bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen für Flachwasser nicht festgestellt werden. Die am selbstfahrenden Eisbrechermodell gewonnenen Messwerte fügen sich ohne Schwierigkeit in den Verlauf der übrigen, an geschleppten Modellen gemessenen Werte ein, so dass daraus der Schluss gezogen werden kann, dass der Einfluss der zusätzlich auftretenden Schraubenströmung die hier gewonnenen Ergebnisse nicht wesentlich verändert. Eine genauere Untersuchung dieses Einflusses ist im Rahmen einer künftigen Arbeit geplant.

5.2.5 Berechnungsbeispiele

Die Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Formeln zur Berechnung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit und der Tauchung sollen im folgenden an zwei Beispielen demonstriert werden.

Beispiel 1: Seeschiff, M 304

I. Erreichbare Fahrgeschwindigkeit:

Zur Berechnung wird Gleichung (6 b) bzw. das Nomogramm auf Anlage 5.5 verwendet.

$$v_s^* = 1,82 \cdot t^{0,625} \left[\frac{L}{T \cdot B} \right]^{0,125}$$

Ausgangswerte:	Tiefe	=	7,60 m	} $\left[\frac{L}{T \cdot B} \right] = 1,46$
	Tiefgang	=	5,43 m	
	Schiffslänge	=	135 m	
	Schiffsbreite	=	17,0 m	

$$v_s^* = 1,82 \cdot 7,60^{0,625} \cdot [1,46]^{0,125}$$

$$= 1,82 \cdot 3,55 \cdot 1,05$$

$$= 6,80 \text{ m/s} \quad (\text{gemessen: } v_s^* = 6,85 \text{ m/s})$$

=====

II. Tauchung:

Zur Berechnung wird Gleichung (13) bzw. das Nomogramm auf Anlage 6.7 verwendet.

Ausgangswerte: $t/T = 1,40$; $t - T = 2,17$ m

$C_F = 1,00$ (Heck)

$= 0,53$ (Bug)

$\frac{v_s}{v_s^*}$	v_s	$\frac{\Delta T_H}{t-T}$	$\frac{\Delta T_B}{t-T}$	ΔT_H	ΔT_B
[././]	[m/s]	[././]	[././]	[m]	[m]
0,4	2,72	0,043	0,023	0,10	0,05
0,6	4,08	0,097	0,052	0,22	0,12
0,8	5,45	0,195	0,102	0,44	0,24
1,0	6,80	0,54	0,286	1,22	0,66
1,1	7,50	1,00	-	2,17	-

Anmerkung: Die Tauchung des Bugs bei Geschwindigkeit $v_s > v_s^*$ kann mit dem angegebenen Verfahren nicht berechnet werden, da bei Überschreitung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " der Bug wieder austaucht.

Beispiel 2: Binnenschiff Typ "Amanda"

I. Erreichbare Fahrgeschwindigkeit:

$$v_s = 1,82 \cdot t^{0,625} \left[\frac{L}{T \cdot B} \right]^{0,125}$$

Ausgangswerte: Tiefe = 2,75 m

Tiefgang = 1,50 m

Schiffslänge = 67 m

Schiffsbreite = 8,25 m

$$\left[\frac{L}{T \cdot B} \right] = 5,42$$

$$v_s^* = 1,82 \cdot 1,88 \cdot 1,24$$

$$= 4,25 \text{ m/s} \quad (\text{gemessen: } v_s^* = 4,3 \text{ m/s})$$

=====

II. Tauchung:

Ausgangswerte: $t/T = 1,84$; $t - T = 1,25 \text{ m}$

$$C_F = 1,00 \text{ (Heck)}$$

$$= 1,09 \text{ (Bug)}$$

$\frac{v_s}{v_s^*}$	v_s	$\frac{\Delta T_H}{t-T}$	$\frac{\Delta T_B}{t-T}$	ΔT_H	ΔT_B
[././]	[m/s]	[././]	[././]	[m]	[m]
0,4	1,70	0,021	0,023	0,03	0,03
0,6	2,55	0,049	0,054	0,06	0,07
0,8	3,40	0,096	0,105	0,12	0,13
1,0	4,25	0,27	0,29	0,34	0,36
1,1	4,67	0,50	-	0,63	-

Die Anlage 6.8 zeigt den Vergleich zwischen den hier berechneten Tauchungswerten und den im Modell gemessenen.

6. Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse lassen sich in folgenden Punkten zusammenfassen:

1. Die auf flachem, seitlich unbegrenzten Fahrwasser erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " hängt neben dem Tiefgangsverhältnis " t/T " auch vom Längen-Breitenverhältnis " L/B " des Schiffes ab. Sie lässt sich mit Hilfe der empirisch gewonnenen Gleichung (6 b) berechnen.

$$v_s^* = 1,82 \cdot t^{0,625} \left[\frac{L}{T \cdot B} \right]^{0,125}$$

2. Die nach dieser Gleichung berechnete sog. erreichbare Geschwindigkeit " v_s^* " entspricht dem Beginn der starken Vertrimmung und ist gleichzeitig identisch mit der Geschwindigkeit zum Beginn des steilen Widerstandsanstieges.
3. Der Einfluss der Breiteneinschränkung auf die erreichbare Fahrgeschwindigkeit kann entweder nach der vom Bearbeiter in [18] abgeleiteten Gleichung (8)

$$[K^2]^3 + [K^2]^2 \cdot 6 \left(1 - \frac{1}{n}\right) + [K^2][12 \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2 - 27] + 8 \left(1 - \frac{1}{n}\right)^3 = 0$$

oder nach der neueren Beziehung Gl. (6 c)

$$\frac{v_s^*}{\sqrt{gt}} = \left[\frac{1}{80} \cdot \frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right]^\beta$$

$$\beta = 0,24 \left[\frac{L}{b_r} \right]^{0,55} ; \quad \beta \geq 0,125$$

rechnerisch erfasst werden.

4. Der Breiteneinfluss verschwindet bei einem Verhältnis " $L/b_r = 0,31$ ", also bei einer Fahrwasserbreite, die gleich der 3-fachen Schiffslänge ist. Für den konkreten Fall kann die Grenzbreite " b_r^* " nach Gleichung (9 a)

$$\frac{b_r^*}{L} = \left(\frac{37,8}{\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B}} \right) \left[\ln \left(\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right) - 3,81 \right]$$

berechnet werden.

5. Neben der flachwasserbedingten Widerstandszunahme stellen die Tauchung und Vertrimmung des Schiffes mit zunehmender Geschwindigkeit ein wichtiges Charakteristikum bei der Fahrt auf tiefenbeschränktem Wasser dar.
Zur Berechnung der Tauchung am Bug bzw. am Heck wurde im Rahmen dieser Arbeit folgende Gleichung (13) entwickelt:

$$\frac{\Delta T}{t-T} = C_v \cdot C_F \cdot 0,55 \left[\frac{t}{T} - 0,4 \right]^{-2}$$

C_v = Beiwert, abhängig von der Schiffsgeschwindigkeit

$$= 8 \left(\frac{v_s}{v_s^*} \right)^2 \left[\left(\frac{v_s}{v_s^*} - 0,5 \right)^4 \right] + 0,0625$$

C_F = Beiwert, abhängig von der Schiffsform

$$\text{Heck: } C_{F,H} = 1$$

$$\text{Bug: } C_{F,B} = \frac{90 \cdot \delta^2 \cdot B^2}{L^2}$$

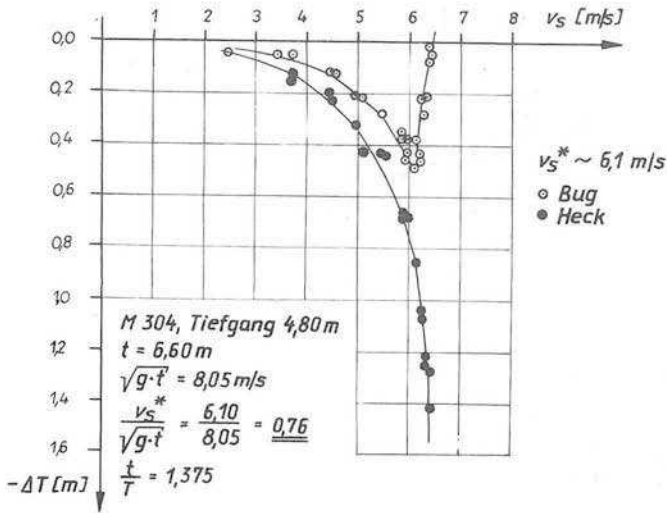
Diese Gleichung wurde zur einfacheren Anwendung in der Praxis nomographisch auf Anlage 6.7 dargestellt.

Zum Schluss möchte es der Bearbeiter nicht versäumen, allen Kolleginnen und Kollegen - insbesondere dem HF-Meister Kollegen Simon - für die geleistete Zuarbeit zu danken.

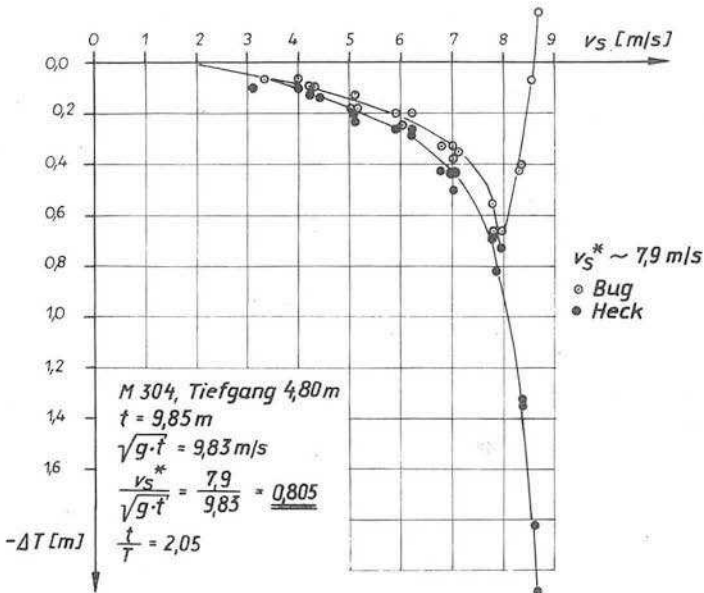
Verzeichnis der Anlagen

Anlage 1.1 bis 1.9	Tauchungsmessungen
2	Erreichbare Geschwindigkeit nach SELIVANOV [23] verglichen mit Messwerten der FAS
3.1 und 3.2	Schiffsabsenkung nach SELIVANOV [23] verglichen mit Messwerten der FAS
4.1 und 4.2	Erreichbare Geschwindigkeit in Beziehung zum Schiffswiderstand
5.1	Erreichbare Geschwindigkeit als Funktion der Grösse $"t/T"$
5.2	Erreichbare Geschwindigkeit als Funktion der Grösse $"t/T \cdot t/B"$
5.3 und 5.4	Erreichbare Geschwindigkeit als Funktion der Grösse $"t/T \cdot L/B"$
5.5	Nomogramm zur Bestimmung der erreichbaren Geschwindigkeit auf flachem Wasser
5.6	Berechnung der erreichbaren Geschwindigkeit nach Gleichung (8) bzw. nach Gleichung (6 c)
5.7	Graphik zur Bestimmung des Breiteneinflusses auf die erreichbare Geschwindigkeit
5.8	Einfluss der Kanalbreite auf die erreichbare Geschwindigkeit am Beispiel eines Binnen- und Seeschiffes
6.1	Absenkung des Bugs bzw. des Hecks als Funktion des Tiefgangsverhältnisses bei Geschwindigkeit $"v_s^*$ "
6.2	Absenkung des Bugs als Funktion der Völligkeit und der Grösse $"t/T \cdot L/B"$ bei Geschwindigkeit $"v_s^*$ "
6.3	Absenkung des Hecks bei Geschwindigkeit $"v_s^*$ " (logarithmische Darstellung)
6.4	Absenkung des Bugs bei Geschwindigkeit $"v_s^*$ " (logarithmische Darstellung)
6.5	Absenkung des Hecks und des Bugs bei erreichbarer Geschwindigkeit $"v_s^*$ " berechnet nach Gleichung (11)

- 6.6 Abhängigkeit der Tauchung von der Fahrge-
 schwindigkeit
- 6.7 Nomogramm zur Ermittlung der Tauchung
- 6.8 Tauchung berechnet nach Gleichung (13)
 verglichen mit den entsprechenden Mess-
 werten
- 7.1 bis 7.6 Fotos

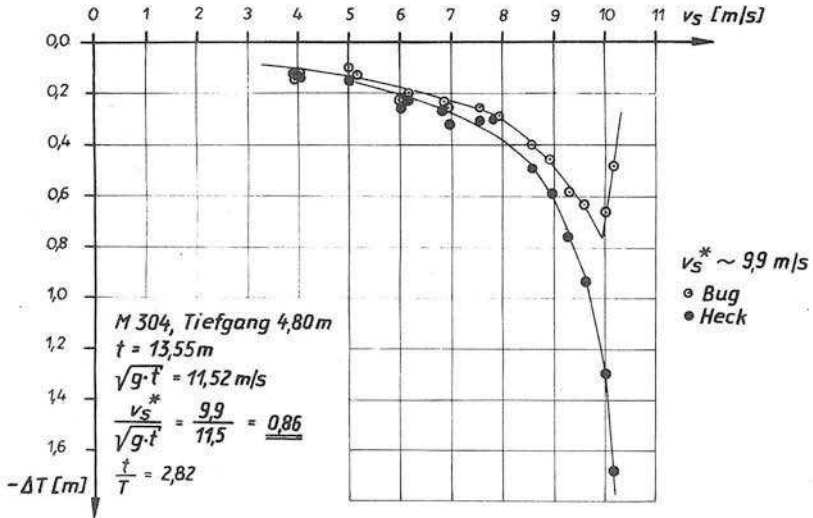


Versuch Nr. 1.1.

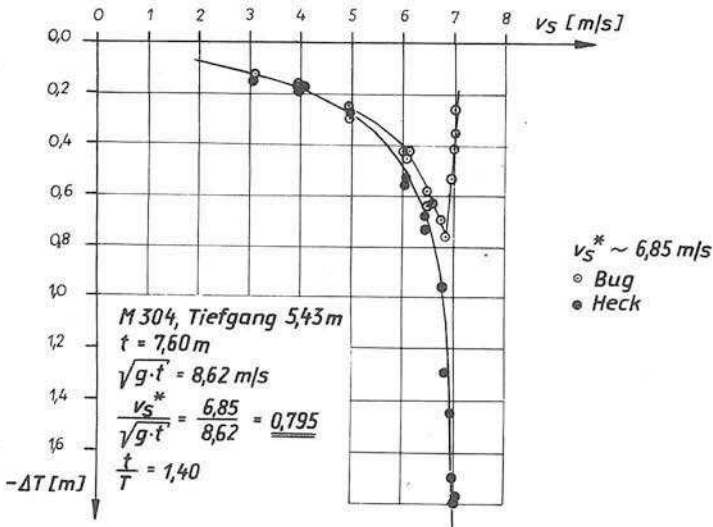


Versuch Nr. 1.2

Tauchungsmessung (M 304)

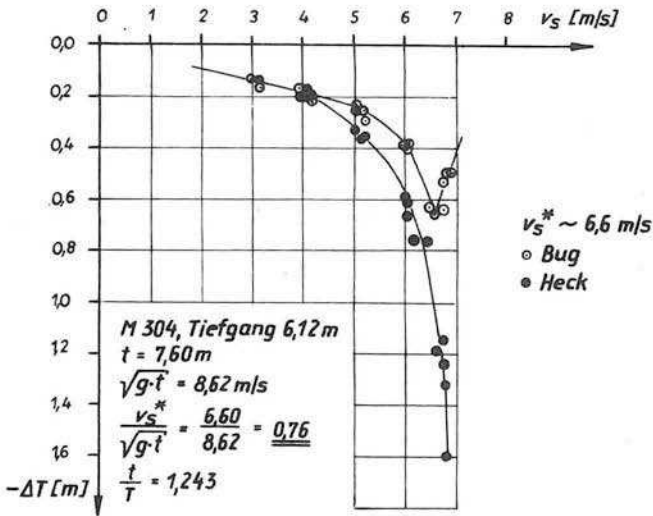


Versuch Nr. 1.3

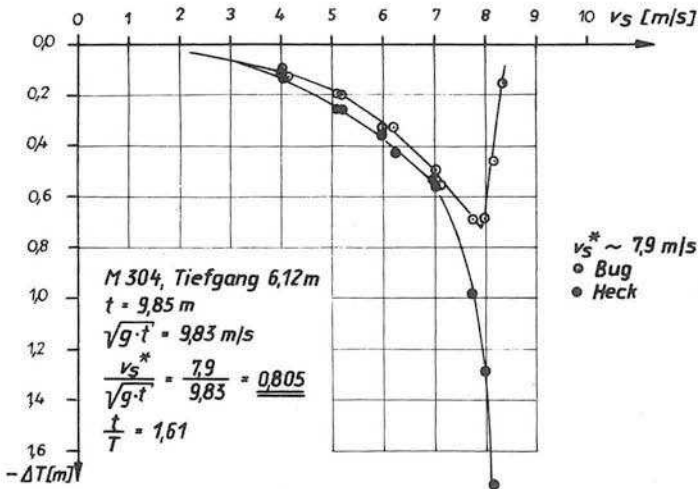


Versuch Nr. 1.4

Tauchungsmessung (M 304)



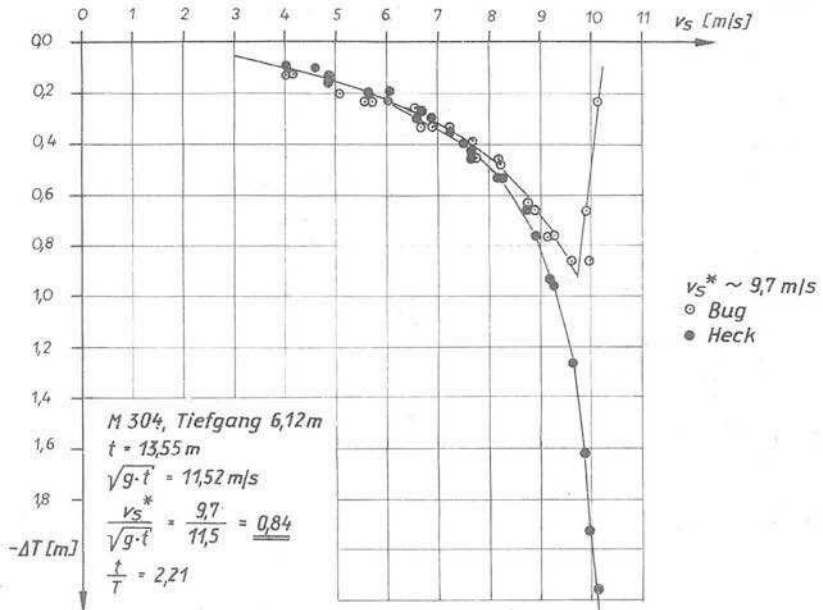
Versuch Nr. 1.5



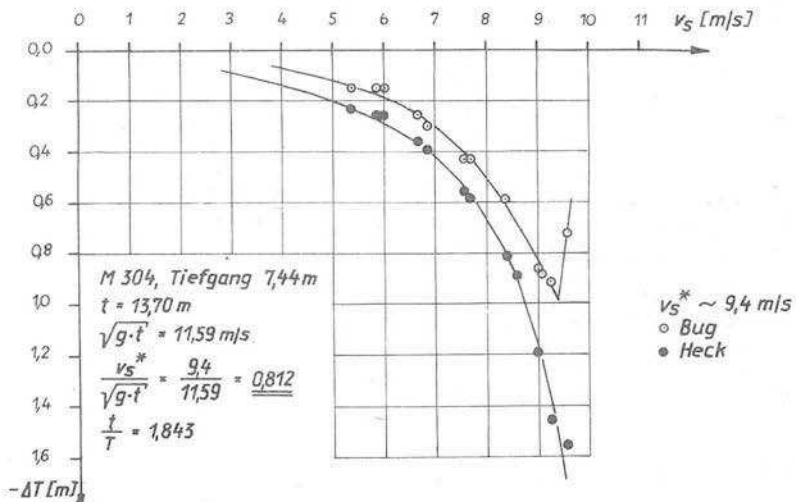
Versuch Nr. 1.6

Tauchungsmessung (M 304)

Anlage 1.4

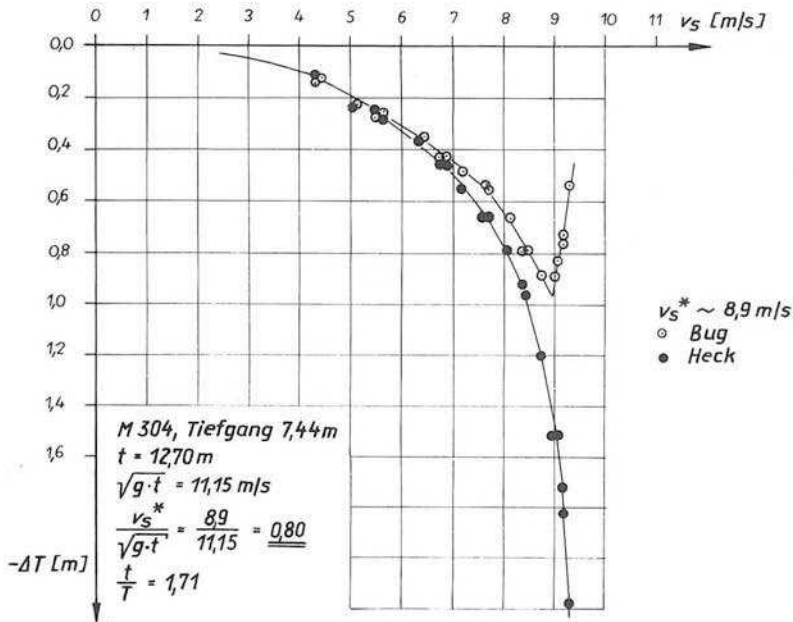


Versuch Nr. 1.7



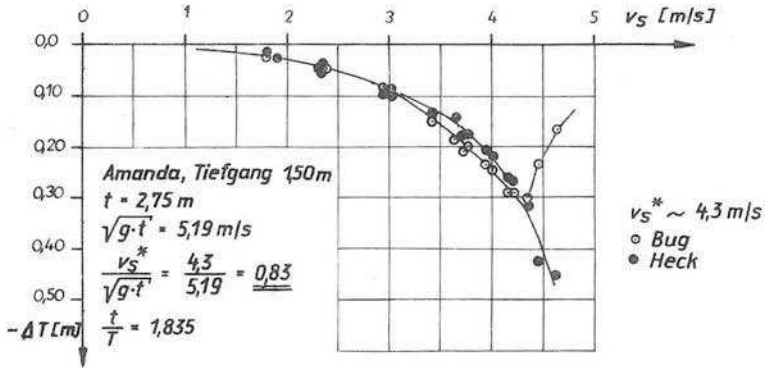
Versuch Nr. 1.8

Tauchungsmessung (M 304)

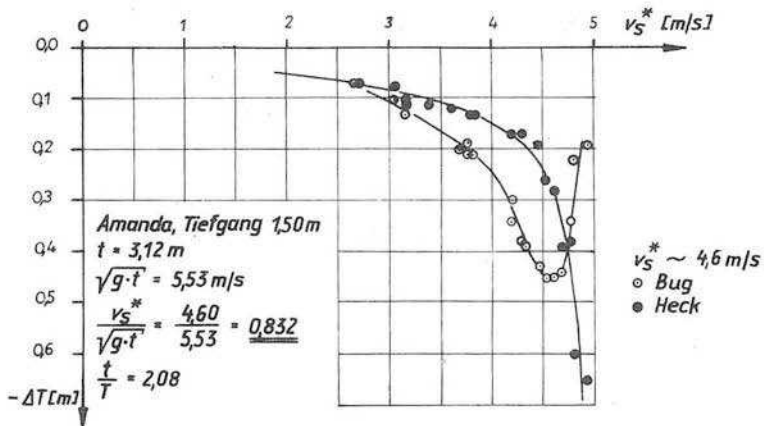


Versuch Nr. 1.9

Tauchungsmessung (M 304)

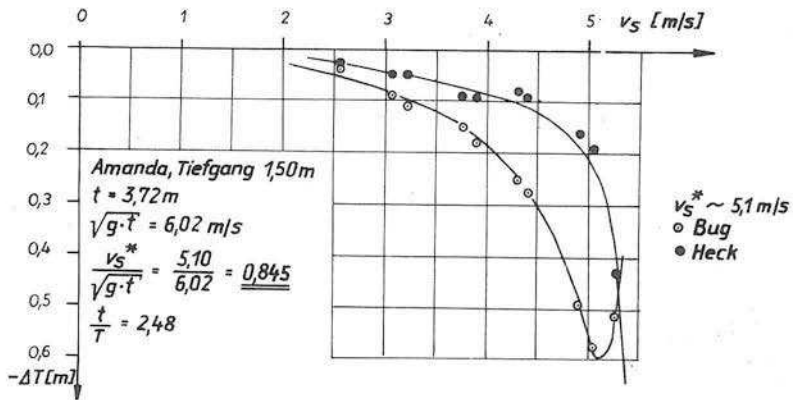


Versuch Nr. 2.1

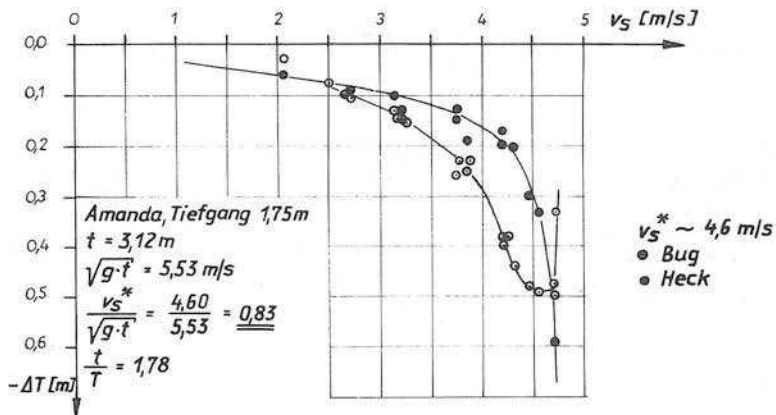


Versuch Nr. 2.2

Tauchungsmessung
(Binnenschiff Typ "Amanda")

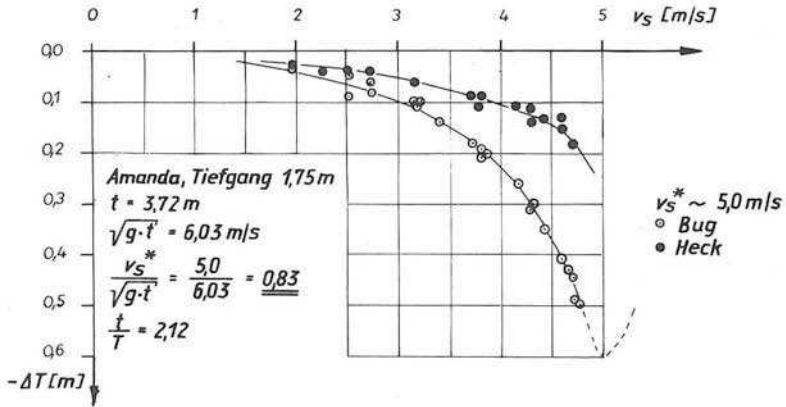


Versuch Nr. 2.3

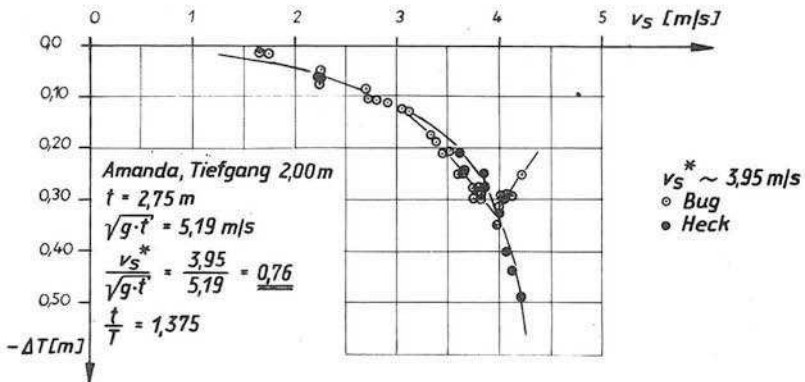


Versuch Nr. 2.4

Tauchungsmessung
 (Binnenschiff Typ "Amanda")

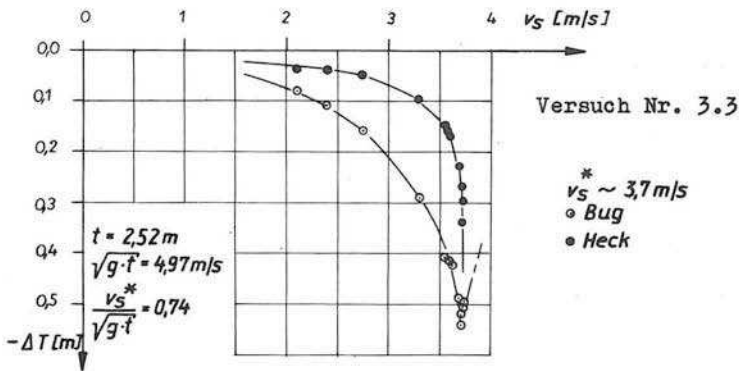
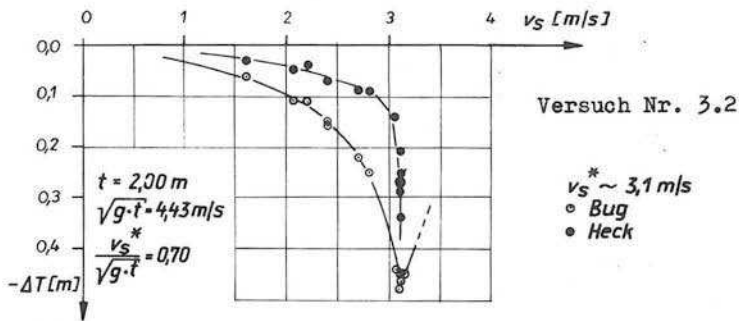
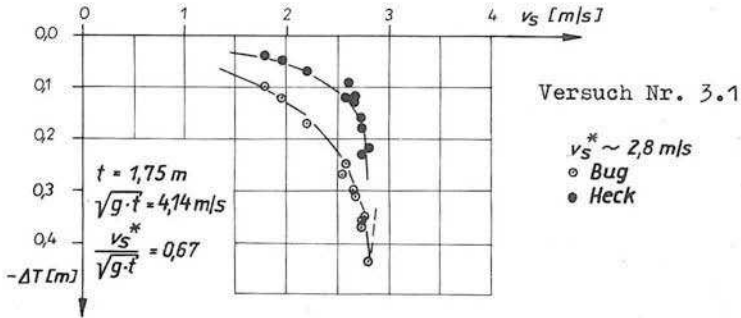


Versuch Nr. 2.5

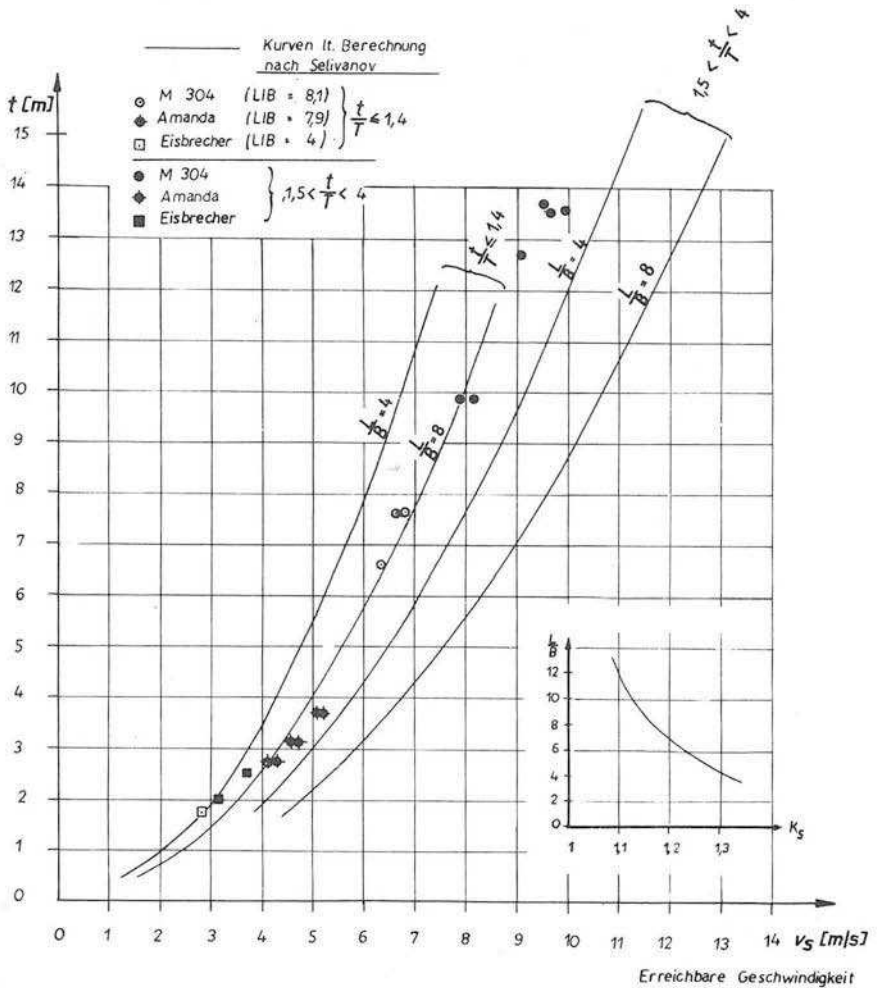


Versuch Nr. 2.6

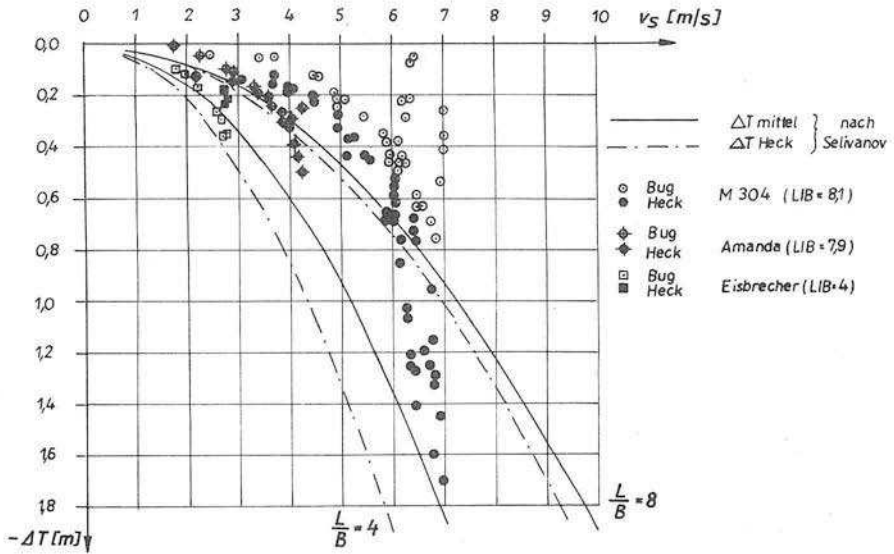
Tauchungsmessung
 (Binnenschiff Typ "Amanda")



Tauchungsmessung
 (Eisbrecher)



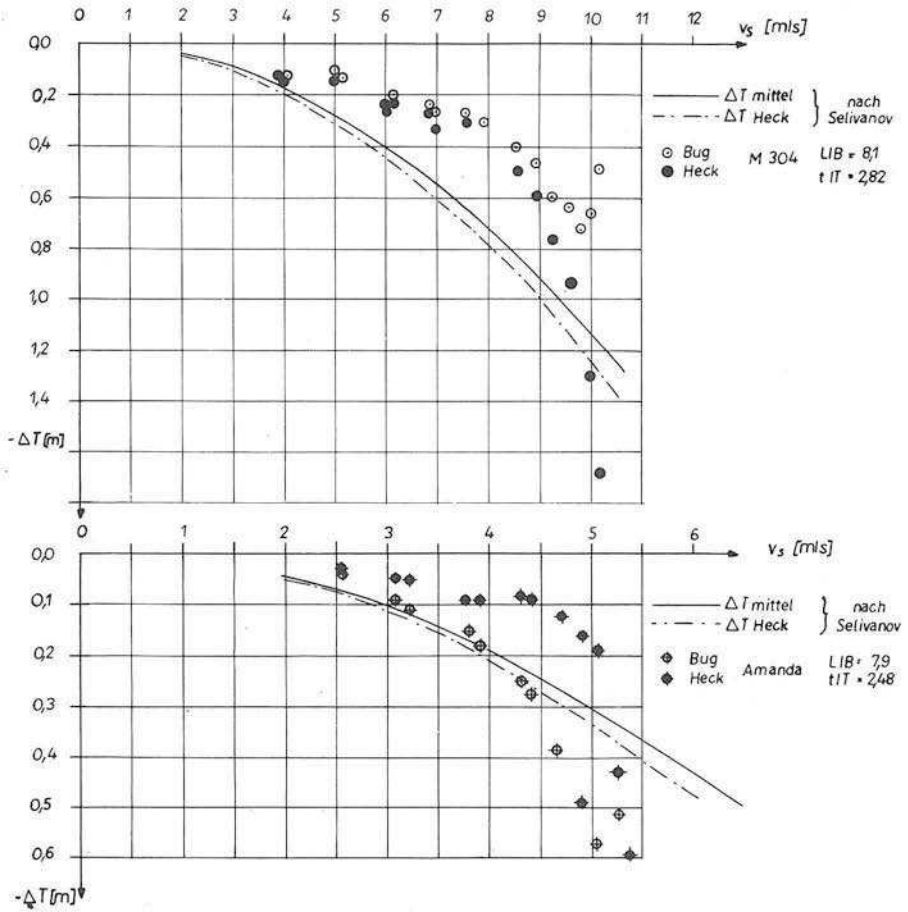
Erreichbare Geschwindigkeit nach SELIVANOV [23]
 verglichen mit Messwerten der FAS



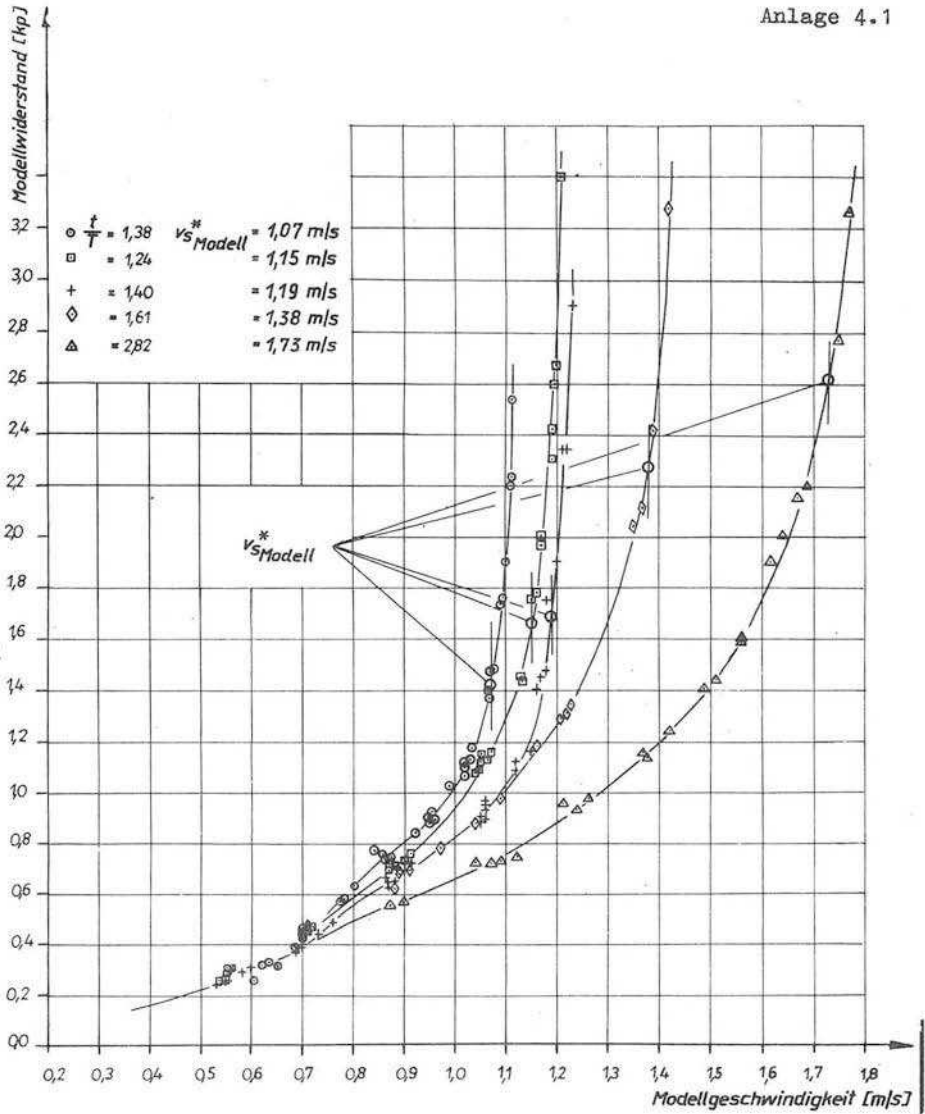
Schiffsabsenkung nach SELIVANOV [23]
 verglichen mit Messwerten der FAS

$$\frac{t}{T} \leq 1,4$$

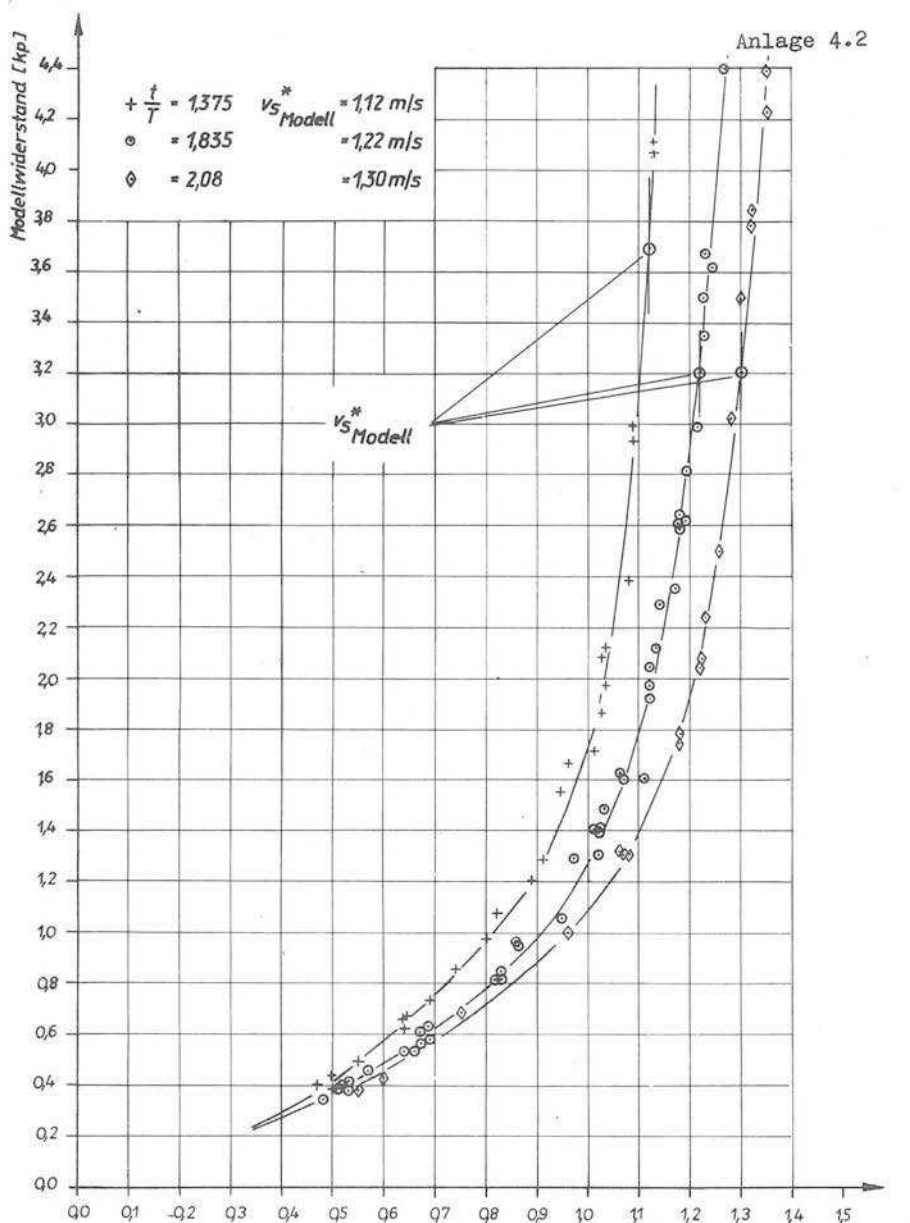
Anlage 3.2



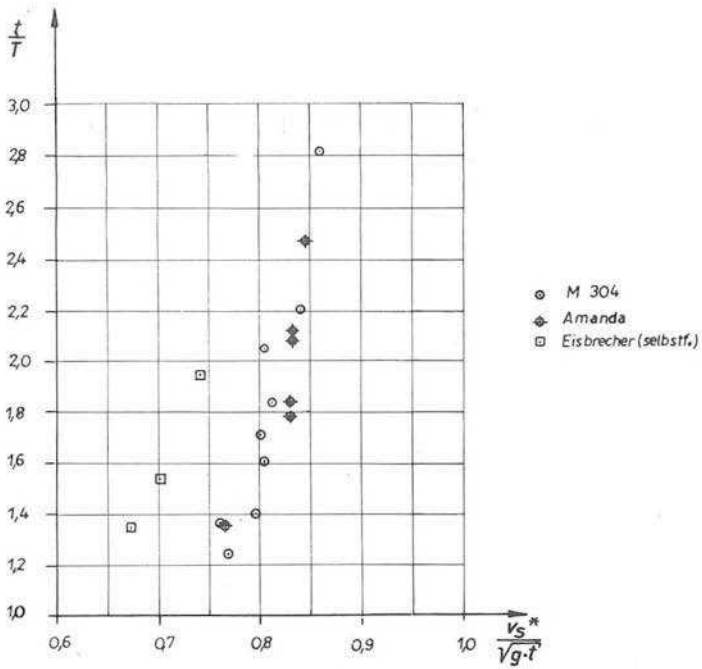
Schiffsabsenkung nach SELIVANOV [23]
 verglichen mit Messwerten der FAS
 $(1,5 < \frac{t}{T} < 4)$



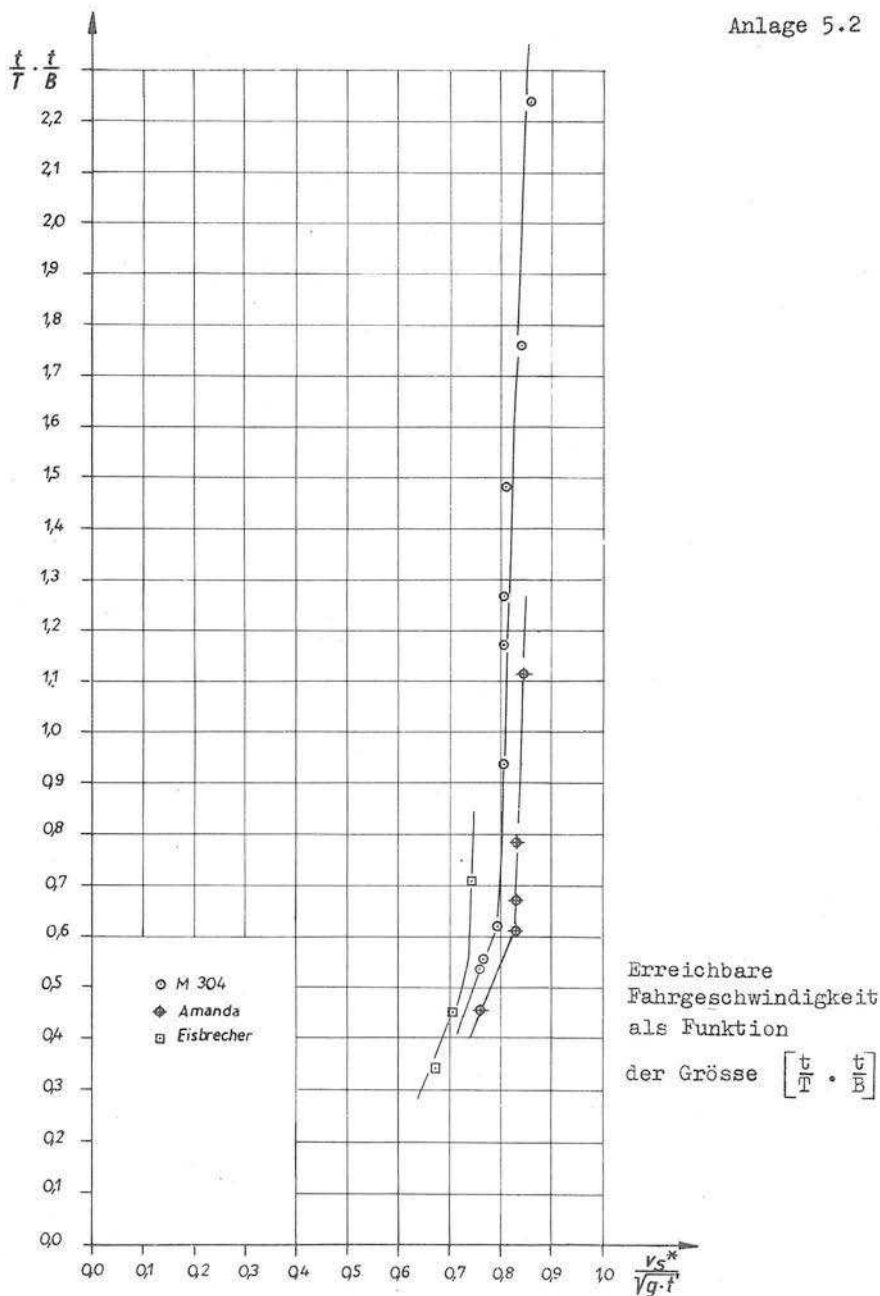
Erreichbare Geschwindigkeit in Beziehung zum
Schiffswiderstand (M 304)

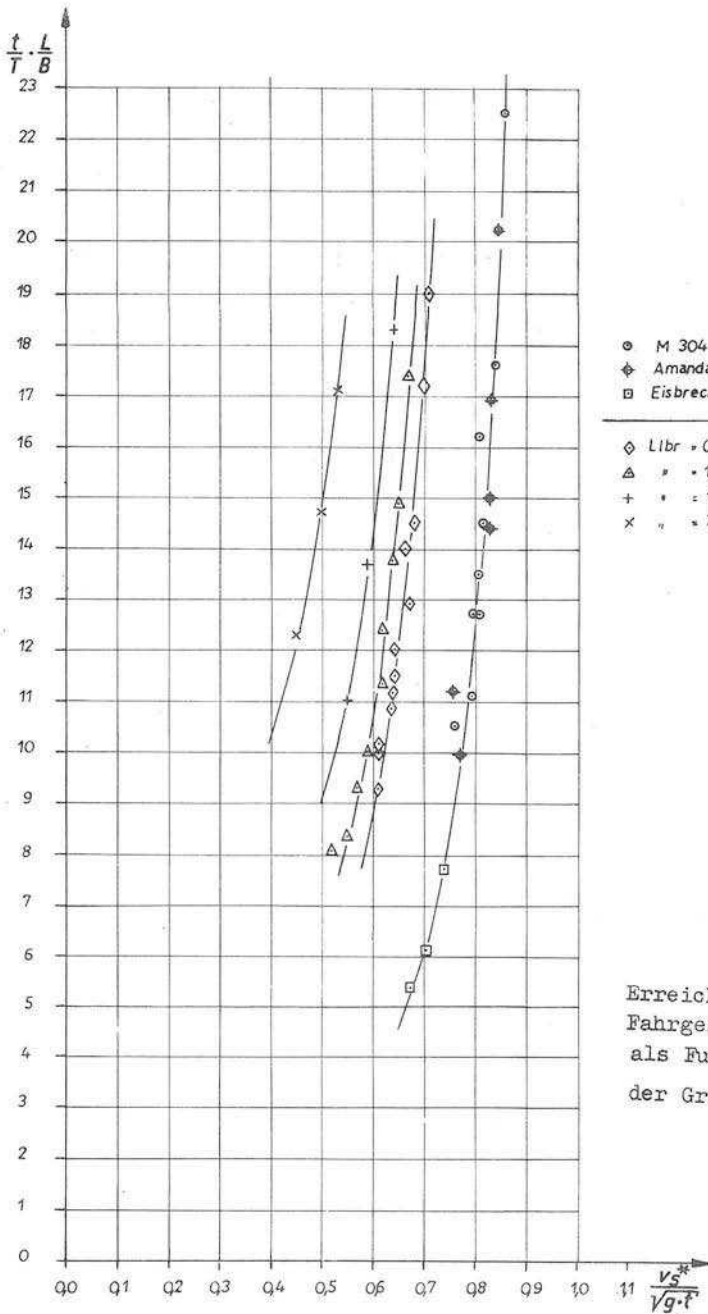


Erreichbare Fahrgeschwindigkeit in Beziehung
zum Schiffswiderstand (Binnenschiff Typ "Amanda")

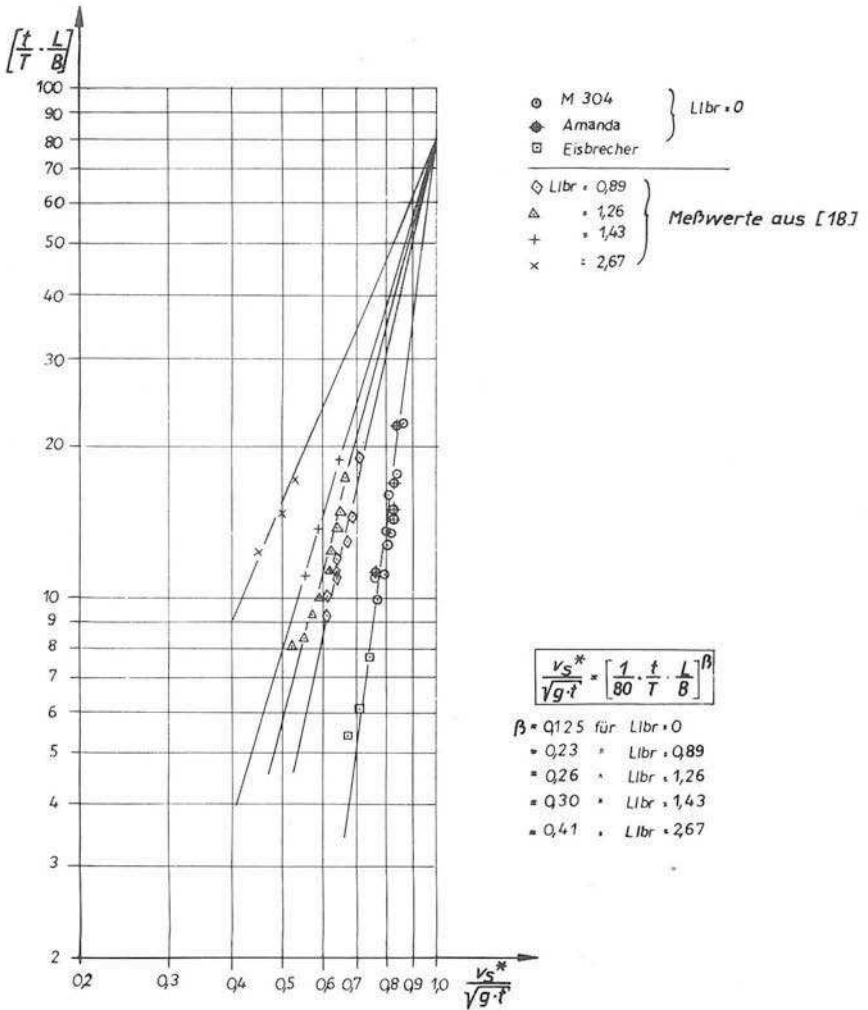


Erreichbare Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " als Funktion des Tiefgangsverhältnisses " $\frac{t}{T}$ "

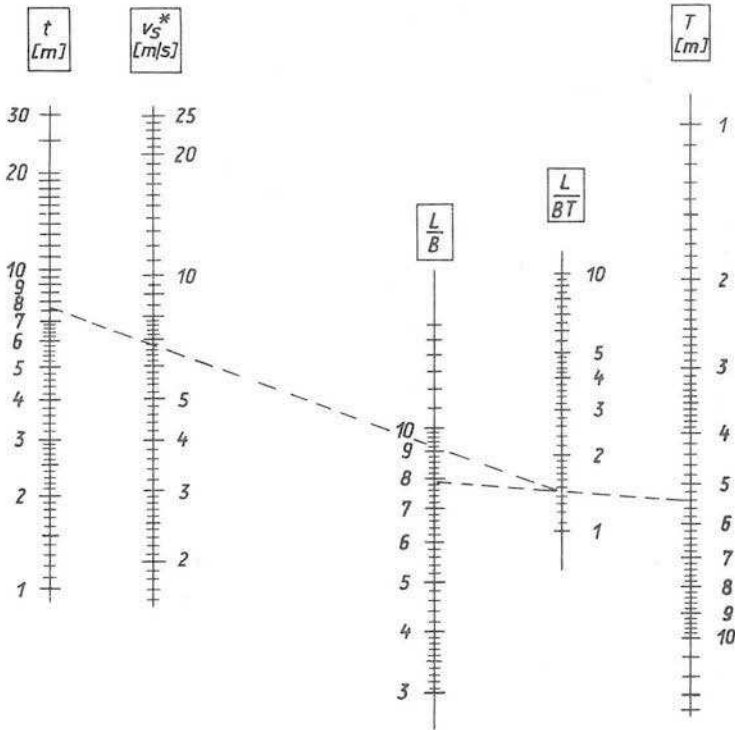




Erreichbare
Fahrgeschwindigkeit
als Funktion
der Grösse $\left[\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B} \right]$



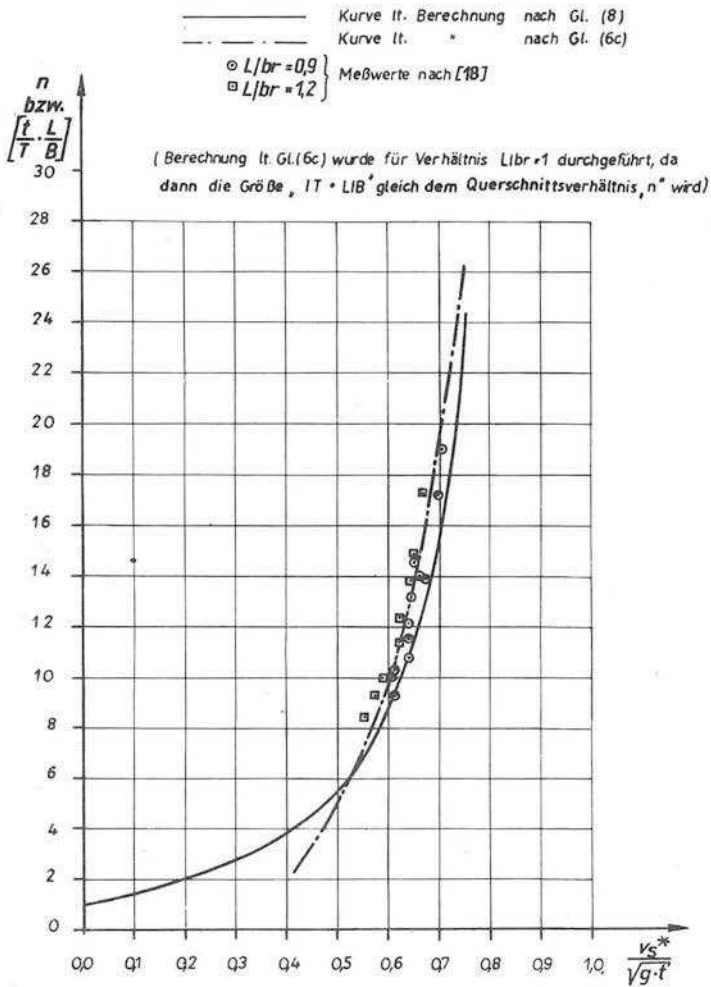
Erreichbare Fahrgeschwindigkeiten als Funktion der Größe $\left[\frac{t}{L} \cdot \frac{L}{B} \right]$



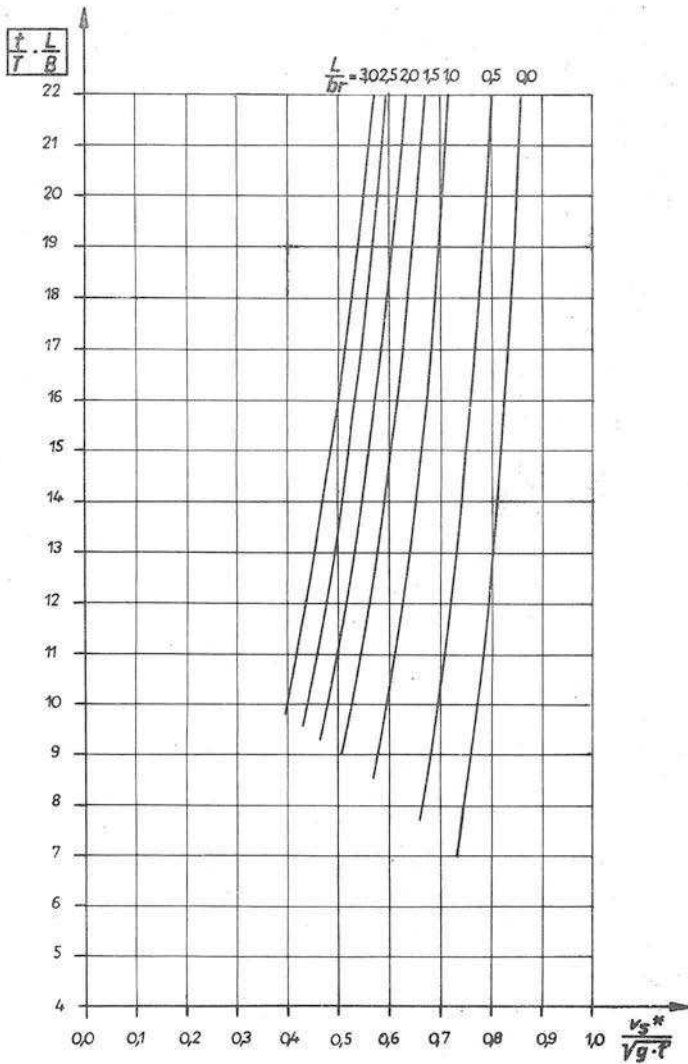
Beispiel:

$$\begin{aligned}
 &\text{Gegeben: } \left. \begin{aligned} T &= 5,4 \text{ m} \\ \frac{L}{B} &= 7,9 \end{aligned} \right\} \frac{L}{B \cdot T} = 1,46 \\
 &\quad \quad \quad \frac{t}{v_s^*} = 7,6 \text{ m} \\
 &\text{Gesucht: } v_s^* = 6,8 \text{ m/s}
 \end{aligned}$$

Nomogramm zur Ermittlung der erreichbaren Geschwindigkeit " v_s^* " auf flachem, seitlich unbegrenzten Wasser

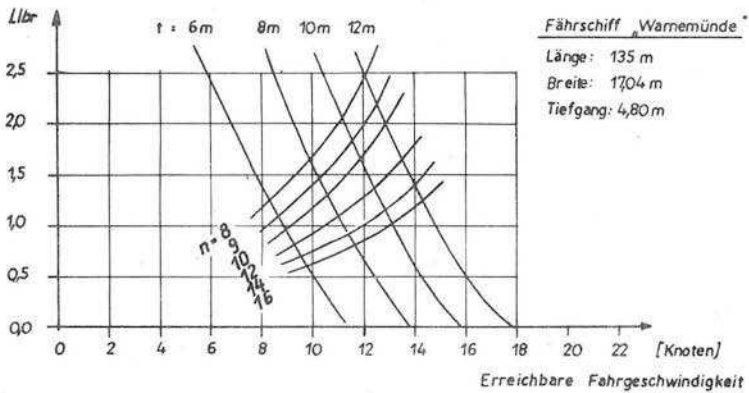
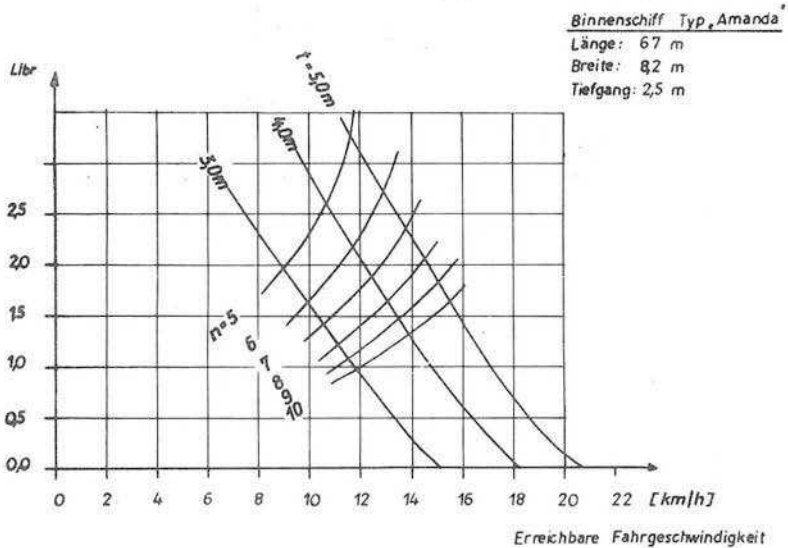


Berechnung der erreichbaren Fahrgeschwindigkeit
nach Gleichung (8) bzw. nach Gleichung 6 c)

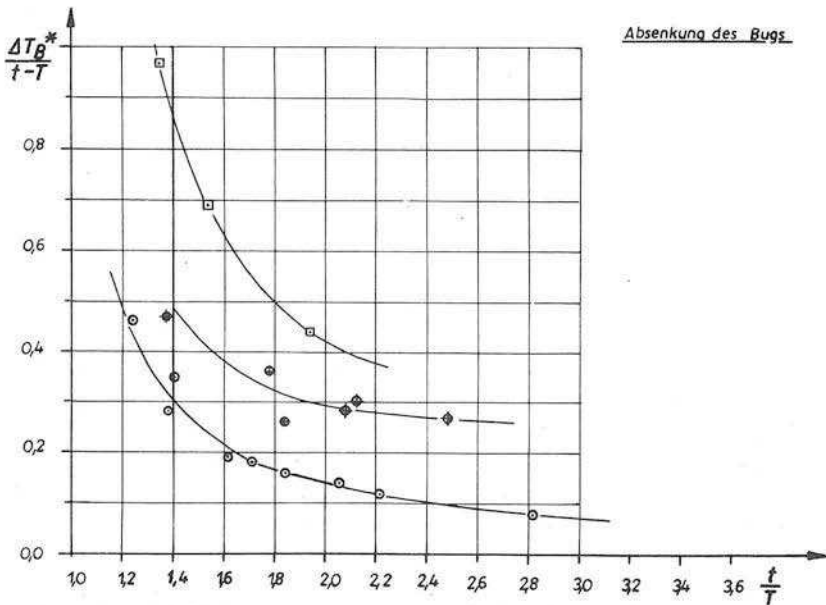
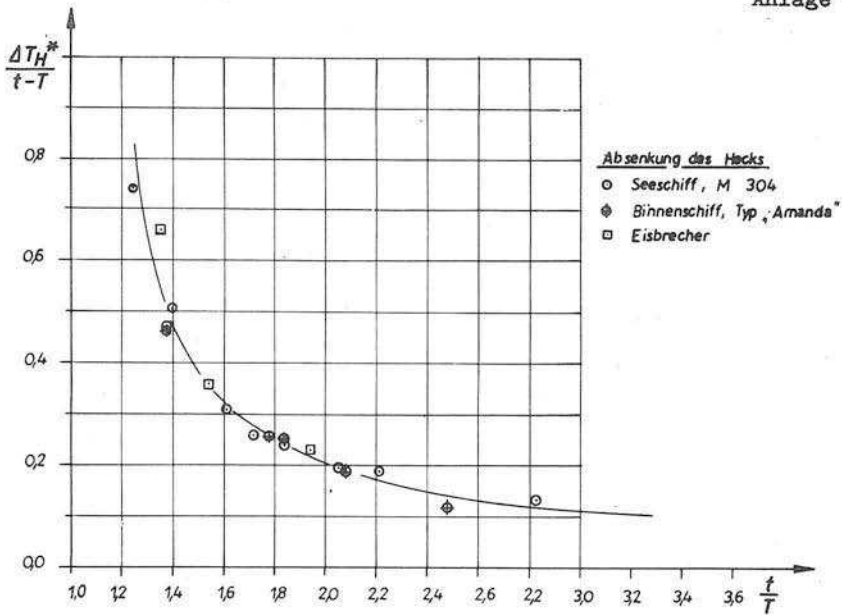


Erreichbare Fahrgeschwindigkeiten für verschiedene
Breitenverhältnisse " L/br " nach Gleichung (6 c)

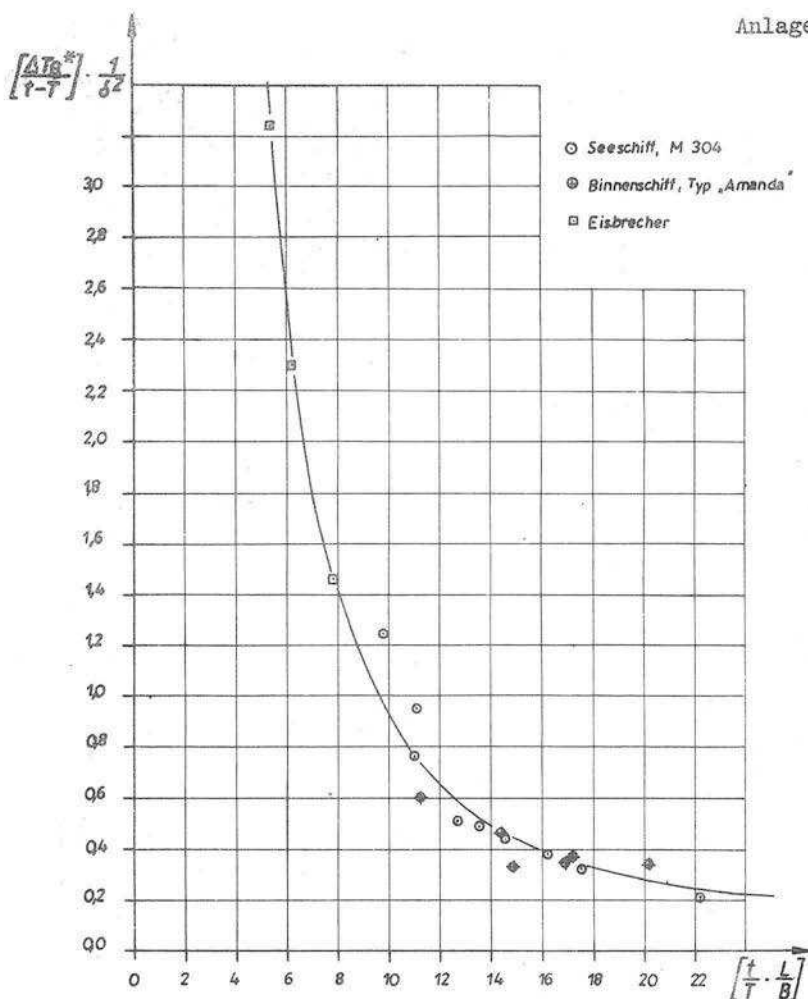
Anlage 5.8



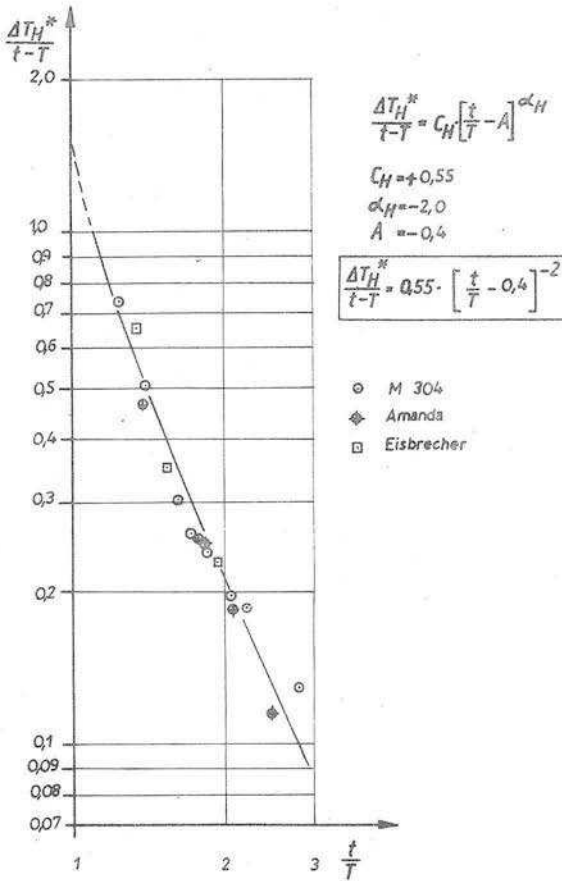
Einfluss der Kanalbreite auf die erreichbare Fahrgeschwindigkeit am Beispiel eines Binnen- und eines Seeschiffes



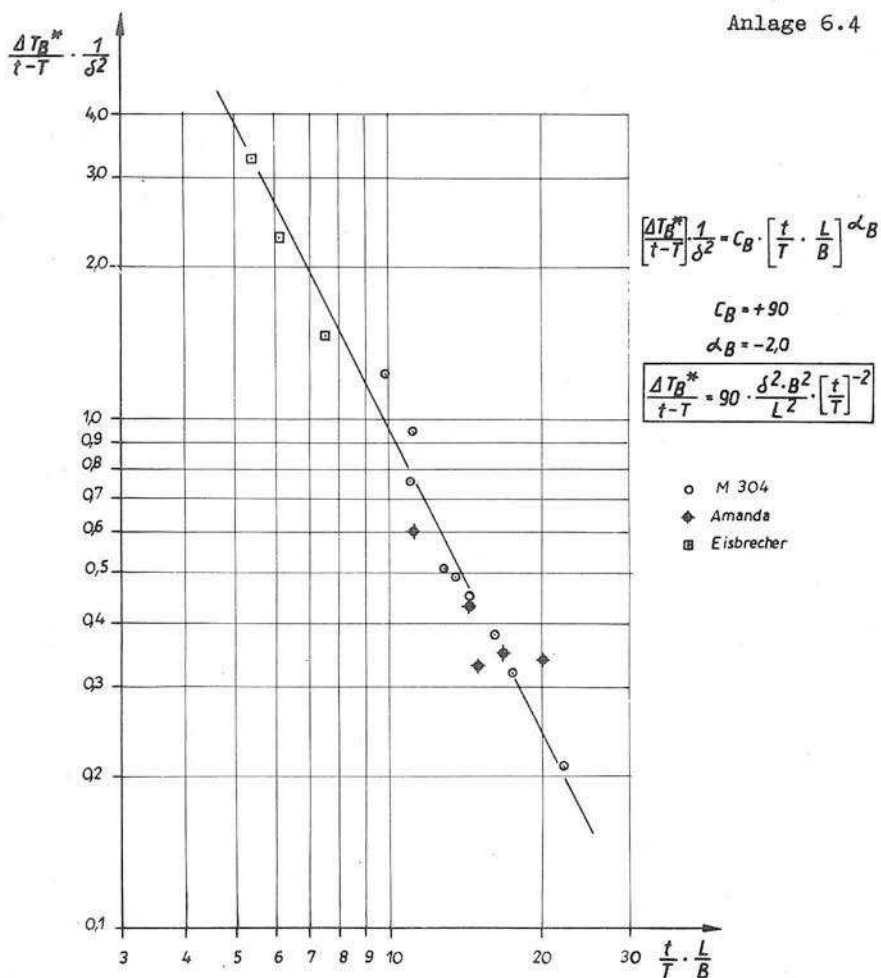
Absenkung des Hecks bzw. des Bugs als Funktion
 des Tiefgangsverhältnisses bei Geschwindigkeit " v_s^* "



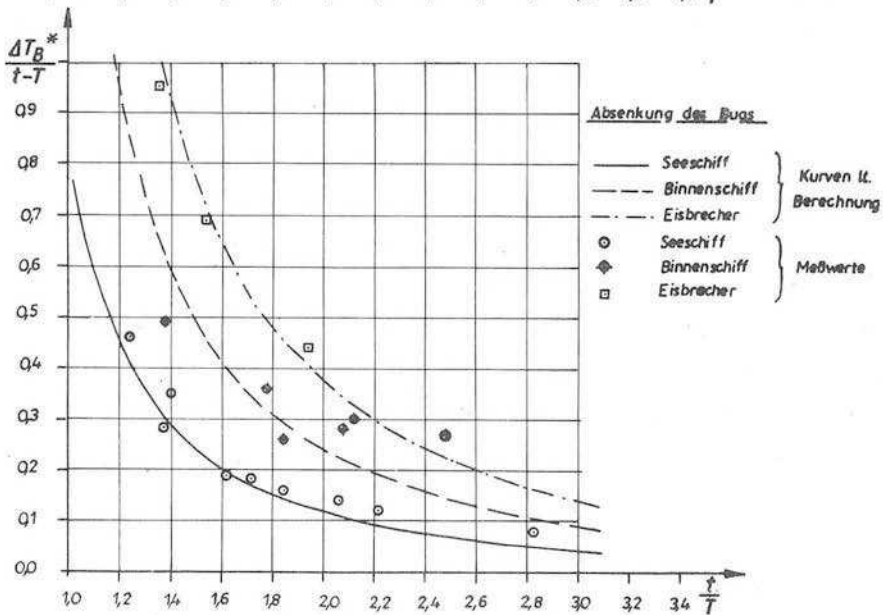
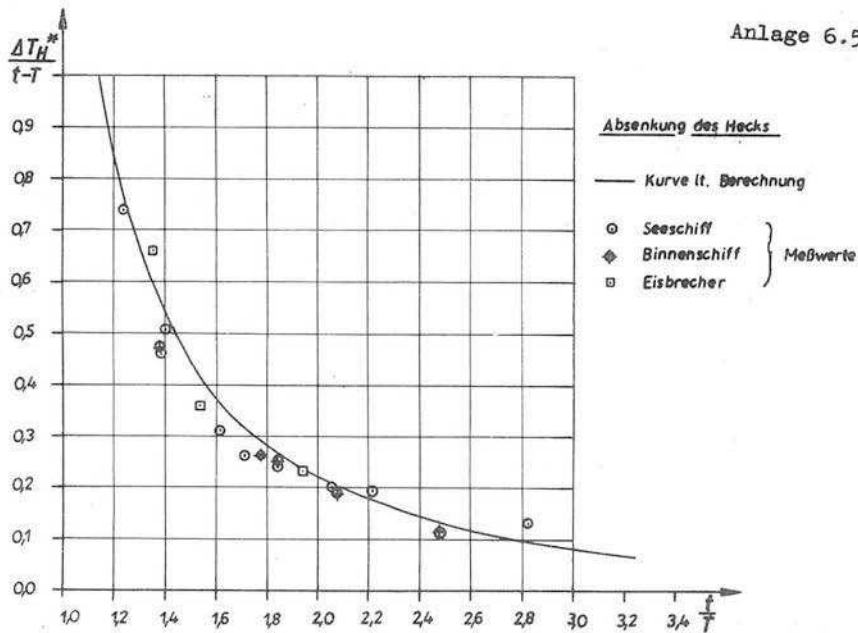
Absenkung des Bugs als Funktion der Völligkeit
sowie der Grösse $\left[\frac{t}{T} \cdot \frac{L}{B}\right]$ bei Geschwindigkeit " v_s^* "



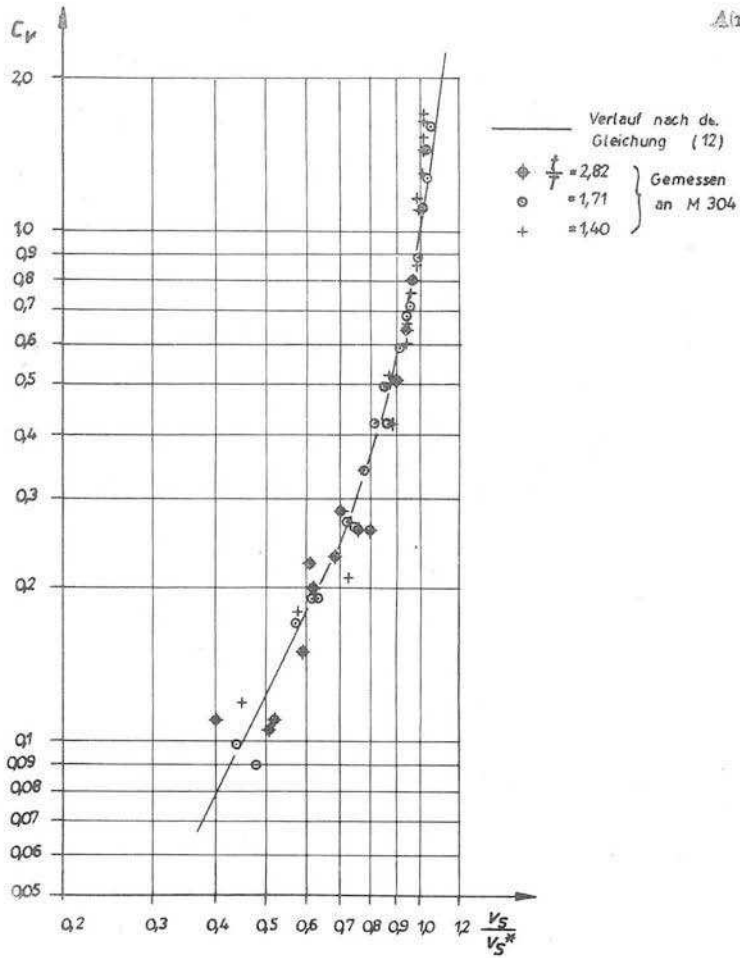
Absenkung des Hecks bei Geschwindigkeit " v_s^* "



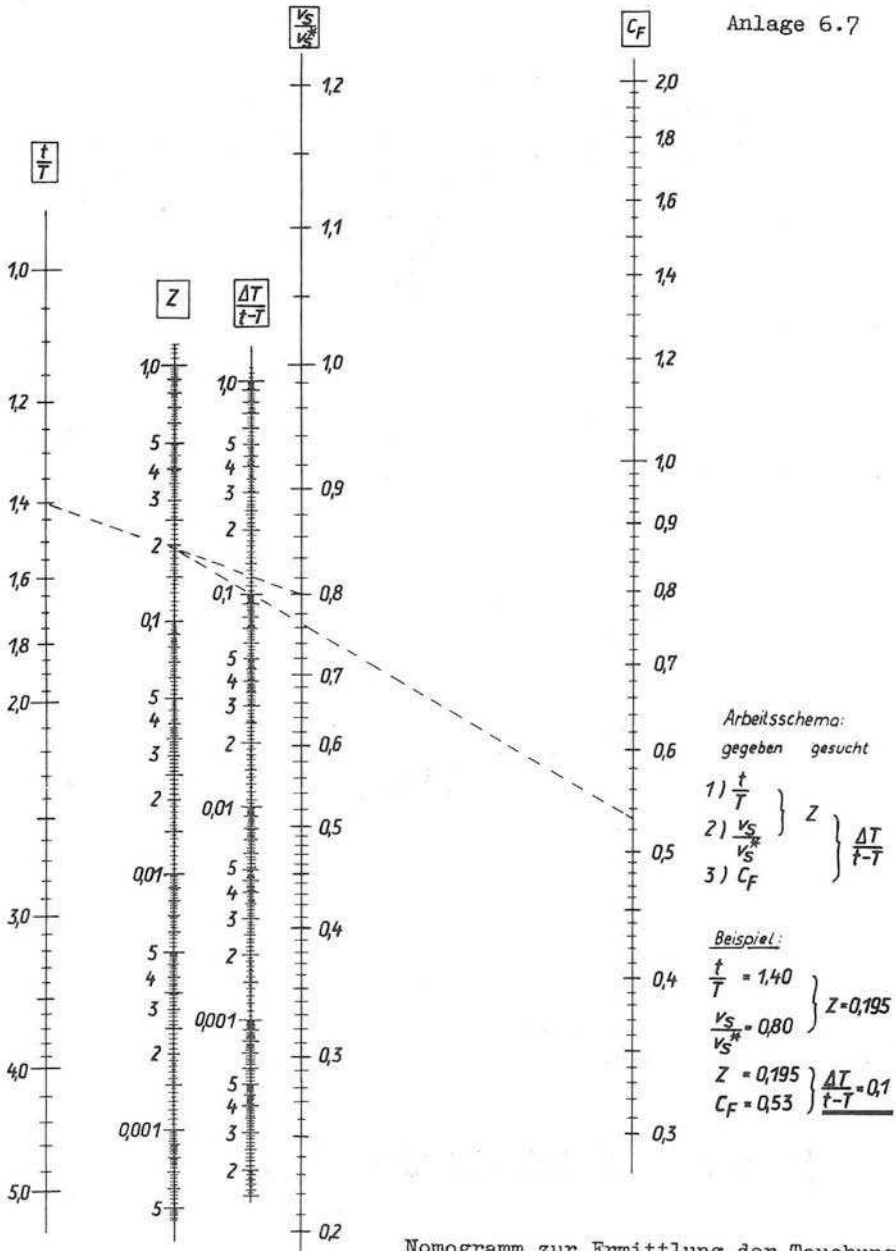
Absenkung des Bugs bei Geschwindigkeit " v_s^* "



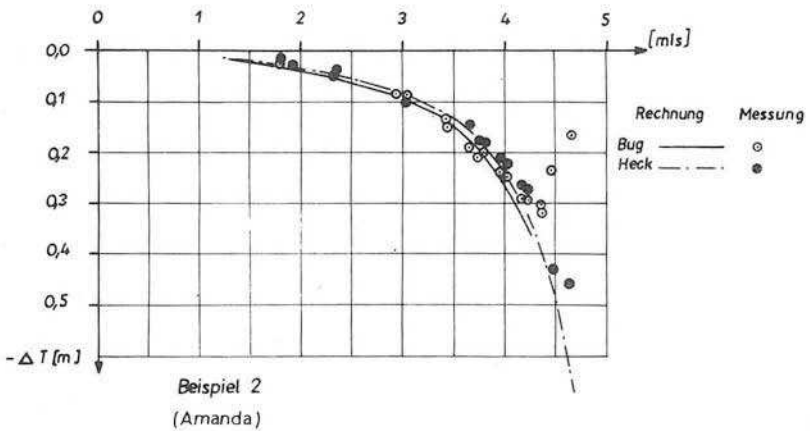
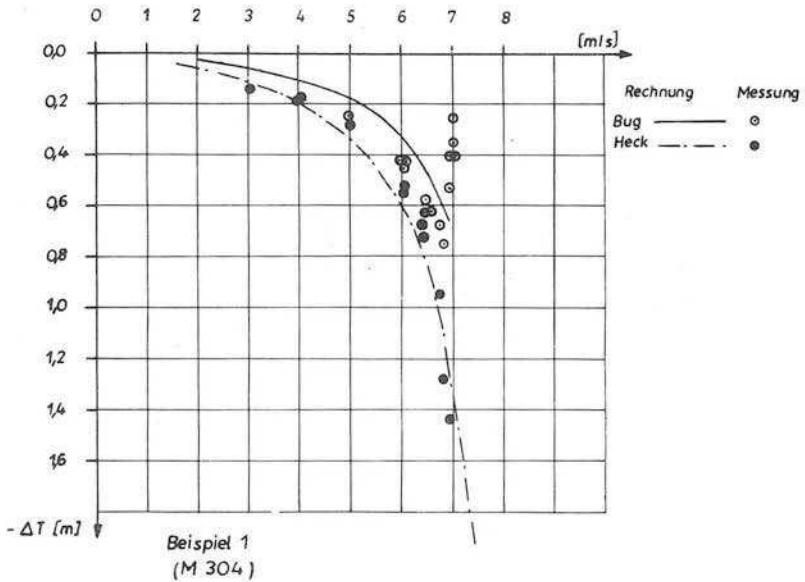
Absenkung des Hecks und des Bugs bei erreichbarer Fahrgeschwindigkeit " v_s^* " berechnet nach Gleichung (11).



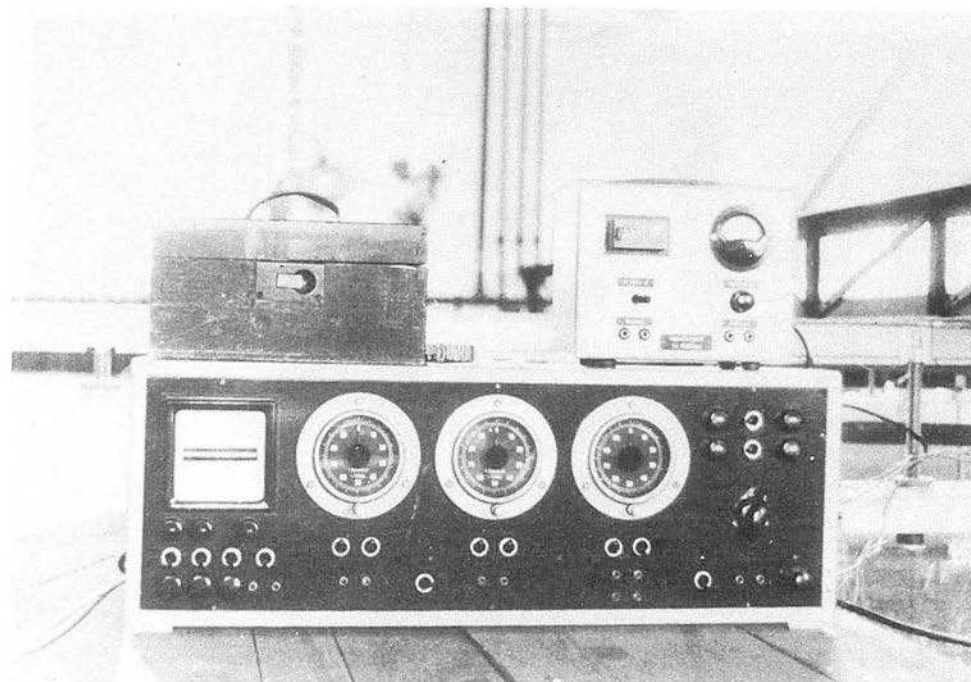
Abhängigkeit der Tauchung von der Geschwindigkeit



Nomogramm zur Ermittlung der Tauchung



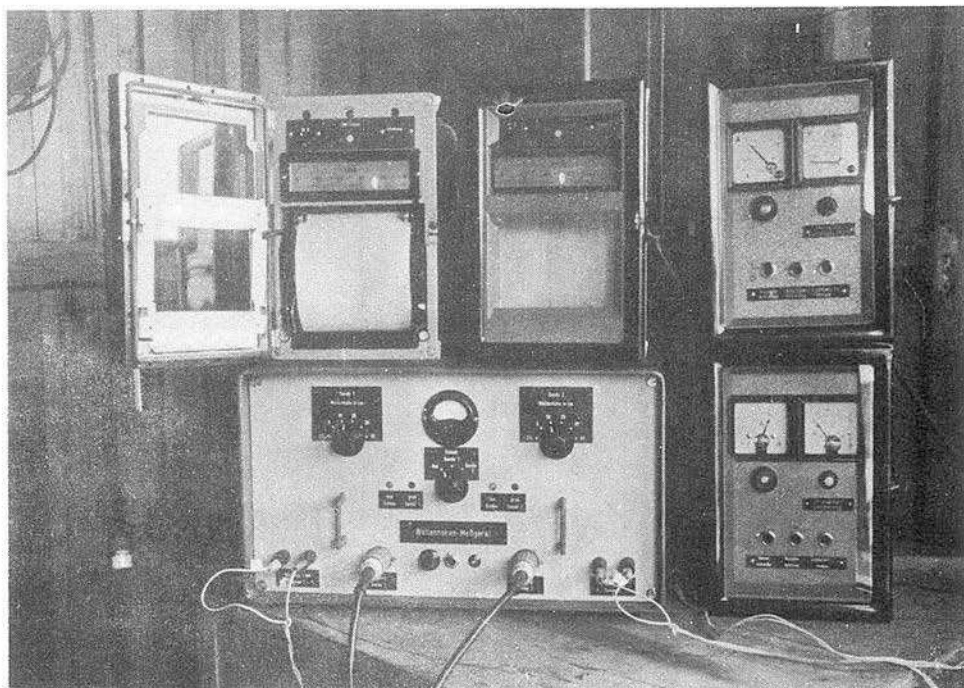
Tauchung berechnet nach Gleichung (13)
 verglichen mit den entsprechenden Messwerten



Anlage 7.1

Foto Nr. 1

Mechanisches Zeitzählwerk

Anlage 7.2Foto Nr. 2

Wellenhöhenmeßgerät für zwei Tauchsonden

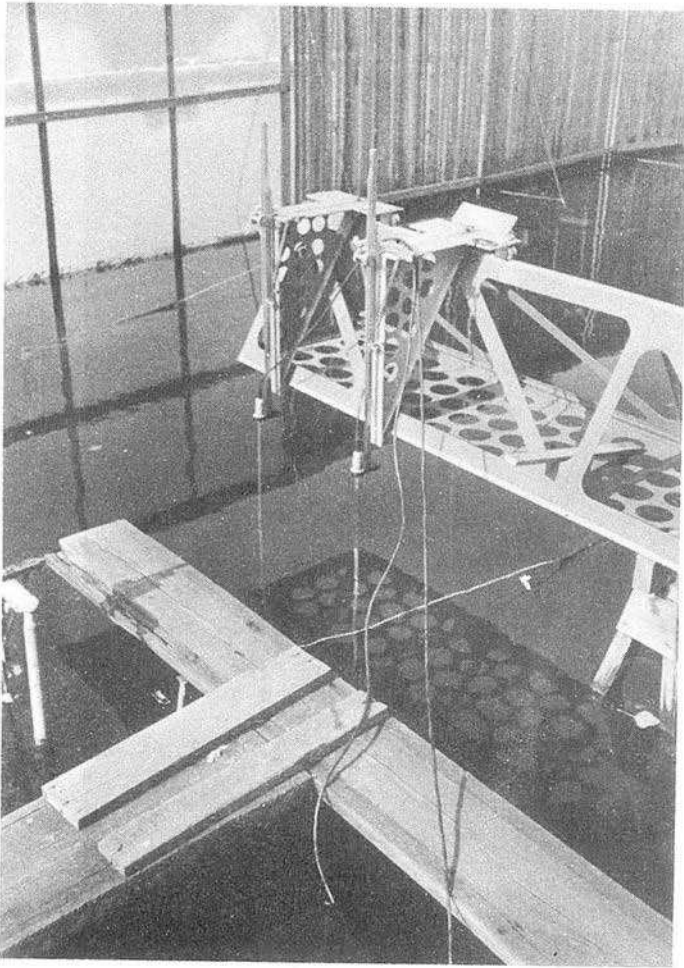


Foto Nr. 3

Tauchsonden zur Messung der Wasserspiegelveränderung

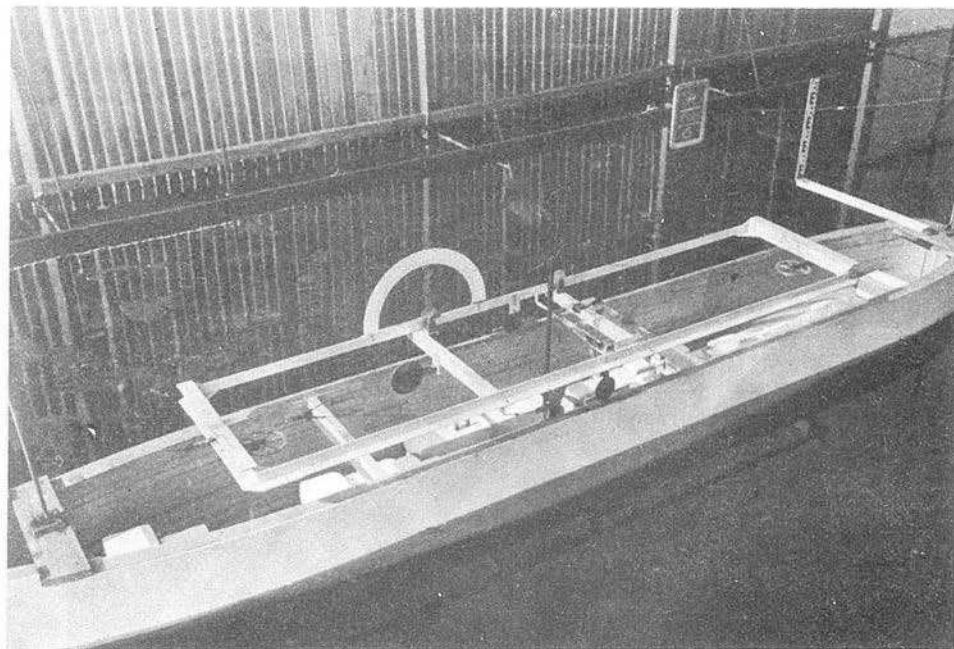
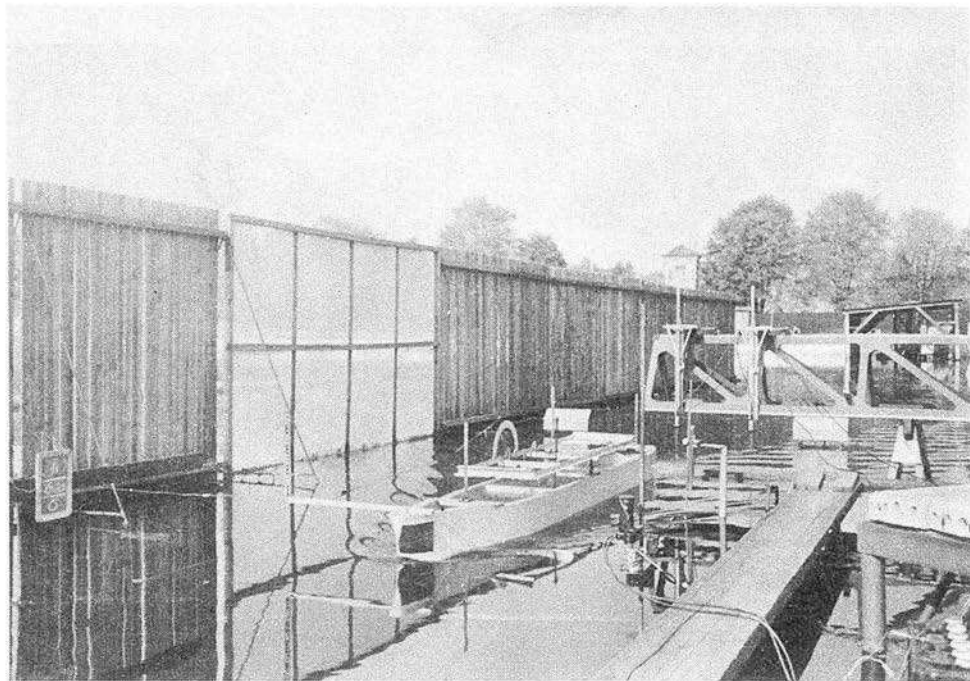


Foto Nr. 4

Widerstandsmeßrahmen



Anlage 7.5

Foto Nr. 5

Modell eines Seeschiffes

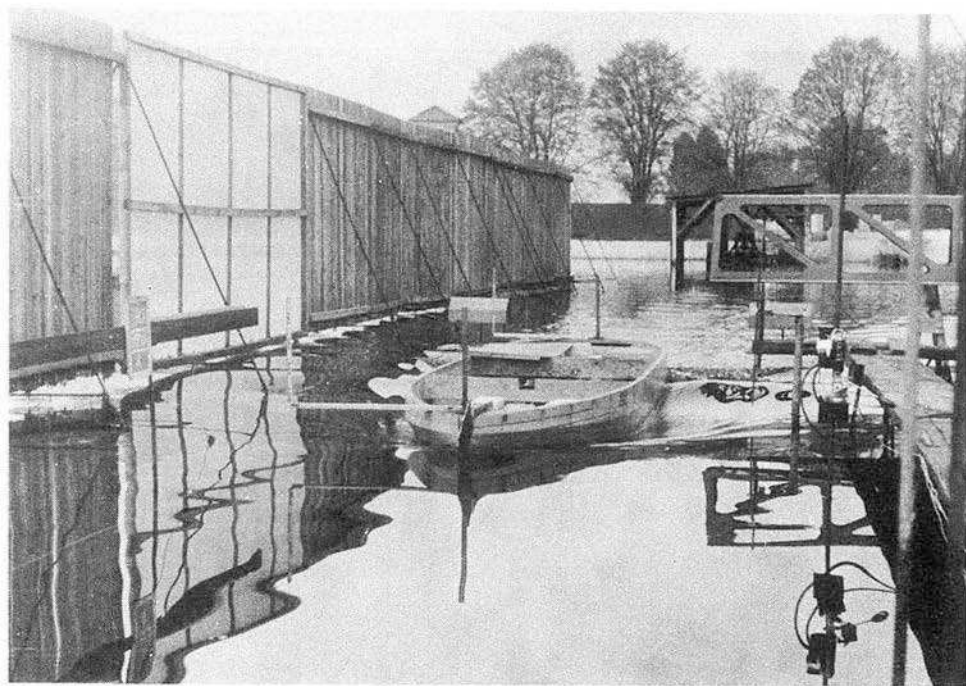


Foto Nr. 6

Eisbrechermodell - Modellschiffe während einer Meßfahrt

Literaturverzeichnis

- [1] DSHUNKOWSKIJ/
KASPARSON/SMIRNOW/
SIDOROWA: "Häfen und Hafenausrüstungen"
Moskau 1964.
- [2] FUEHRER: "Der Einfluss der örtlichen
Strömungsverhältnisse in der
Umgebung von Schiffen auf die
Wechselbeziehung zwischen
Schiff und Kanal"
Mitteilungen der FAS
Berlin 1964
Schriftenreihe Wasser- und
Grundbau, Heft 11.
- [3] FUEHRER: "Strömungsverhältnisse in Ka-
nälen und Schleusenvorhöfen"
Forschungsbericht der FAS, Ber-
lin 1966 (unveröffentlicht).
- [4] GRAFF: "Das Problem der Geschwindig-
keitssteigerung bei Binnen-
schiffen"
Schiff und Hafen, Heft 2, 1964.
- [5] HECKSCHER: "Beziehungen zwischen Antriebs-
kraft und Geschwindigkeit bei
verschiedenen Fahrwassertiefen"
Werft, Reederei, Hafen 1929,
Heft 18.
- [6] HELM: "Systematische Untersuchungen
über den Einfluss der Formge-
bung auf Widerstand und Lei-
stungsbedarf von Fahrgastschif-
fen der Binnenschifffahrt"
Schiff und Hafen Heft 2/1963.
- [7] HELM: "Tiefen- und Breiteneinflüsse
von Kanälen auf den Schiffswi-
derstand"
Hydromechanische Probleme des
Schiffsantriebes Teil II
München und Berlin 1940.
- [8] HELM: "Schifffahrt und Kanalquerschnitt"
Hansa, Messe-Sonderheft April
1962.

- [9] HELM: "Einfluss der verschiedenen Flachwasserprofile auf Widerstand und Vortrieb von Binnenschiffen mit Rechnungsbeispiel für die Binnenwasserstrassen der Klasse IV" Hansa, Sonderdruck Heft 11 und 12/1965.
- [10] HELM/MÖCKEL/
WÖLTINGER: "Über die gegenseitige Beeinflussung von Schiffen und Kanälen" Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau Nr. 4/1953.
- [11] JOHNSON: "Schiffswellen in Schiffahrtskanälen" Proceedings of sixth conference on COASTAL ENGINEERING, 1958.
- [12] KEMPF: "Wirtschaftliche Fahrgeschwindigkeit bei Fahrt auf flachem Wasser" Werft, Reederei, Hafen Heft 23/1923.
- [13] KEMPF/HELM: "Grenzgeschwindigkeit für den Schleppzug auf dem Kanal" Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft 1938.
- [14] KERREL: "Brown's practical pocket-book for merchant seamen" Glasgow 1958.
- [15] KRIWOBOKOW: "Über die Tiefgangsvergrößerung der Schiffe bei Kanalfahrt" Morskoj flot, 19 (1960) Nr. 12.
- [16] MALJAR: "Die Grundberührung von Schiffen bei der Kanalfahrt" Morskoj flot, 19 (1959) Nr. 2.
- [17] PAULUS: "Einfluss der Wassertiefe auf die Geschwindigkeit von Torpedobootzerstörern" VDI-Zeitschrift 1904 und 1906.
- [18] RÖMISCH: "Berechnungsverfahren zur praktischen Ermittlung der in einem Kanal durch ein fahrendes Schiff hervorgerufenen maximalen Wasserspiegelschwankungen" Von der Hochschule für Verkehrswesen, Dresden genehmigte Dissertation (1966).

- [19] RÖMISCH: "Vertrimmung von Eisbrechern im Flachwasser"
Versuchsbericht der FAS, Berlin 1966 (unveröffentlicht).
- [20] SCHMIDT-STIEBITZ: "Abhängigkeit der von schnellfahrenden Flachwasserschiffen erzeugten Wellen von der Schiffsform, besonders bei Spiegelheck und Tunnelform"
Schiffstechnik 1958 Heft 25.
- [21] SCHMIDT-STIEBITZ: "Die Abhängigkeit des Schiffswiderstandes von flachwasserbedingten Umströmungs- und Wasserspiegelveränderungen"
Schiff und Hafen Heft 6/1966.
- [22] SCHUSTER: "Untersuchungen über Strömungs- und Widerstandsverhältnisse bei der Fahrt von Schiffen auf beschränktem Wasser"
Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft 1952, 52. Bd.
- [23] SELIVANOV: "Der Einfluss der Tiefenbeschränkung auf die Fahrgeschwindigkeit des Schiffes und seinen Tiefgang"
Morskoj flot Nr. 12/1964.
- [24] STURTZEL/
SCHMIDT-STIEBITZ: "Untersuchung der Wasserspiegelabsenkung um ein Flachwasserschiff"
Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 1110
Westdeutscher Verlag Köln und Opladen 1962.
- [25] SZWANKOWSKIJ: "Grundsätze für die Festlegung der Tiefen von Hafenbecken"
Technika i gospodarka morska XV (1965) 12.
- [26] -- "2000 t-Binnenmotortanker, 'Rijn' für den Transport von Flüssigschwefel"
Hansa 103. Jahrgang (1966) Nr. 12.

Inhaltsverzeichnis der bisher erschienenen Hefte

<u>Heft 1</u> 1961	ZSCHIESCHE, O.	Geschiebeversuche mit Korndurchmessern über 3 mm
	BLAU, E.	Neuzeitliche Meßverfahren zur laufenden Überwachung der Flußsohle
	GLAZIK, G.	Beitrag zur Frage der Standardisierung von Uferbefestigungen für Binnenwasserstraßen
	ROESCHMANN, F.	Geoelektrische Messungen an einem Lehm-vorkommen
	OMANN, J.	Nachruf für Obering. Otto Zschiesche
<u>Heft 2</u> 1962	BLAU, E.	Die Energieumwandlung von Tosbecken und in Druckleitungen
	GLAZIK, G.	Theoretische und modellmäßige Untersuchungen über die Wechselbeziehungen zwischen Seeschiff und Seekanal
<u>Heft 3</u> 1962	MARTIN, H.	Beitrag zum Problem des Scherwiderstandes toniger Erdstoffe
<u>Heft 4</u> 1962	OMANN, J.	Einiges über die Bedeutung und den Ablauf der 7. wissenschaftlichen Fachtagung der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau
	FUEHRER, M.	Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wellen in Abhängigkeit vom Kanalprofil
	GLAZIK, G.	Theoretische und modellmäßige Untersuchungen über die Wechselbeziehungen zwischen Seeschiff und Seekanal
	JOHNSEN, R.	Unruhe im Hafen
	BLAU, E.	Der Einfluß der Strömung und des fahrenden Schiffes auf die Kanalsohle und Böschungen
	PLEHM, H.	Möglichkeiten der Mechanisierung beim Staudamm- und Kanalbau in der DDR
	SEIFFERT, H.	Einige Erkenntnisse aus der technisch-wissenschaftlichen Zusammenarbeit mit sowjetischen Instituten für Erd- und Grundbau
	BICZOK, I.	Wirtschaftliche Gründungen auf wenig tragfähigen Böden
	HEIDRICH, W.	Die Baugrunduntersuchung für dynamisch angeregte Fundamente auf rolligem Untergrund
<u>Heft 5</u> 1962	BLAU, E.	Abfluß in zusammengesetzten Flußquerschnitten und in Krümmungen
	GLAZIK, G.	Querströmungen in Schleusenvorhöfen und Maßnahmen zu ihrer Beseitigung

<u>Heft 6</u> 1962	JUST, H.	Zum Problem der Einrüttelempfindlichkeit rolliger Erdstoffe
	SCHÄFFNER, H.-J.	Umlagerung rolliger Erdstoffe durch Vibration
	HEIDRICH, W.	Die Bewegung eines Systems von zwei federnd gekoppelten und vertikal übereinanderliegenden Massen, von denen die untere mit kreisförmiger Grundfläche auf dem Boden liegt, bei vertikaler periodischer Erregung unter Berücksichtigung einer geschwindigkeits-proportionalen Dämpfung zwischen den beiden Massen
	HEIDRICH, W.	Die Messung der Geschwindigkeit elastischer Wellen in Betonfundamenten zur Überprüfung der Baugüte
	SCHÄFFNER, H.-J.	Verdichtungskontrolle eines Steinschütt-dammes mit verschiedenen Verfahren
	BORRMANN, H.-G.	Bemerkungen zum Übergangswiderstand bei geoelektrischen Messungen
	ROESCHMANN, F.	Versuche mit Stab- und Platten-Elektroden für geoelektrische Messungen
<u>Heft 7</u> 1963	BLAU, E.	Der Abfluß und die hydraulische Energieumwandlung über einer parabelförmigen Wehrschwelle
	BLAU, E.	Der Einfluß der Einlaufbauwerke auf die Geschiebebewegung und auf die Schifffahrt
<u>Heft 8</u> 1963	BLAU, E.	Die Messung größerer Abflüsse im wasserbaulichen Versuchswesen
	FUEHRER, M.	Der gegenwärtige Entwicklungsstand der Mikroflügel und ihr Einsatz im wasserbaulichen Versuchswesen sowie in der praktischen Hydrometrie
	KRAUSE, H.	"Rilog" Ein Gerät für die Messung kleinster Strömungsgeschwindigkeiten und ihrer Richtung bis in große Tiefen
<u>Heft 9</u> 1963	BLAU, E.	Die Verbesserung des hydraulischen Wirkungsgrades von Diffusoren mit Rechteckprofil und großem Öffnungswinkel durch Einbau von Leitblechen oder von Kurzdif-fusoren
	MORGENSTERN, G.	
	STRAUBE, Ch.	Die Kalkbildung hinter unterströmten Wehren
<u>Heft 10</u> 1964	BLAU, E.	Modellversuche zur Verbesserung der Abflußverhältnisse in Krümmungsstrecken bei schießendem Abfluß
	KEBELMANN, G.	Verfahren zur Bemessung der Sammelkanäle von Hangüberfällen mit seitlicher Schußrinne

- Heft 11
1964
- OMANN, J. Einige Schwerpunkte der Arbeiten der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau auf dem Gebiete des wasserbaulichen - hydraulischen Modellversuchswesens sowie deren technisch-wissenschaftliche Bedeutung
- FUEHRER, M. Der Einfluß der örtlichen Strömungsverhältnisse in der Umgebung von Schiffen auf die Wechselbeziehungen zwischen Schiff und Kanal
- GLAZIK, G. Hydraulische Gesichtspunkte bei der Wahl von Uferbefestigungen für Binnenwasserstraßen
- RÖMISCH, K. Beitrag zu Fragen des hydraulischen Verhaltens dammbalkenartiger Körper bei unterschiedlicher Eintauchtiefe
- MORGNER, J. Schifffahrtsschleusen mit großen Fallhöhen
- Heft 12
1964
- OMANN, J. Kurze Darstellung über die Bedeutung der im Jahre 1962 bis 1964 durchgeführten Forschungsaufgaben der Abteilung Grundbau
- MARTIN, H. Die Scherfestigkeit toniger Erdschichten bei schneller Belastung
- SEIFFERT, H. Beitrag zur Bestimmung der Sohldruckverteilung
- LINDE, G. Baugrunderkundung durch Drucksondierungen. Geräte, Ergebnisse und Auswertungen
- WENDT, D. Dichtemessungen an Erdstoffen mit Gammastrahlensonden im Erd- und Grundbau
- HEIDRICH, W. Die Berechnung der Vertikalamplituden elastischer Wellen in der Nähe einer kreisförmigen Schwingungsquelle im ideal elastischen Medium
- PALLOKS, W. Die Messung der Ausbreitung elastischer Wellen im Boden in der Umgebung einer sinusförmig arbeitenden Schwingungsquelle mit kreisförmiger Grundplatte
- SCHÄFFNER, H.-J. Ein Verfahren zur Berechnung dynamisch erzeugter Setzungen in Kornhaufwerken
- Heft 13
1964
- HEIDRICH, W. Einige Ergebnisse von Messungen der Bodenschwingungen bei Rüttelverdichtung
- SCHÄFFNER, H.-J. Zur Erfassung des Einflusses von Ungleichförmigkeitsgrad und Kornverteilungskennziffer auf die Lagerungsdichte von Kornhaufwerken
- SCHÄFFNER, H.-J. Zeitlicher Verlauf und Klassifizierung dynamischer Verdichtungsvorgänge im Hinblick auf bodenmechanische und baupraktische Probleme
- SCHÄFFNER, H.-J. Zur Problematik des Vergleichs statisch und dynamisch ermittelter Elastizitätsparameter körniger Materialien

Fortsetzung des Inhaltes des Heftes 13:

	JUST, H.	Die Deutung von Laufzeitkurven für drei Schichten bei einer langsamen Zwischenschicht
	BORRMANN, H.-G.	Über eine trapezförmige Elektroden-Sonden-Anordnung
	HEIDRICH, W.	Die Durchführung der Berechnung der Bewegungen eines Schwingwegmessers auf einem elastischen Halbraum bei Anregung durch ein harmonisches Wellenfeld
Heft 14 1965	WENDT, D.	Zulässige Belastung von Flachgründungen unter Berücksichtigung plastischer und elastischer Verformungen des Untergrundes (Verdrückungstheorie)
	PLEHM, H.	Ruhedruckversuche mit sandigen und kiesigen Erdstoffen
	BECHER, G.	Der Einfluß des Kalkgehaltes von Erdstoffen auf ihre Wasserdurchlässigkeit
Heft 15 1965	SCHÄFFNER, H.-J.	Abnahme des Böschungswinkels und Setzungen von Kornhaufwerken bei dynamischer Anregung in Abhängigkeit von den Korn- und Gefügeeigenschaften
Heft 16 1966	GLAZIK, G.	Seebau und Seebauforschung in der Sowjetunion
	JOHNSEN, R. SCHINKE, H.	Einfluß der Wellenriffel auf die Sedi- mentbewegung
Heft 17 1967	GLAZIK, G. POHL, H.	Modellversuche über den Querstapellauf teilausgerüsteter Hochseefischereischiffe
	GLAZIK, G. BÜRGER, W.	Experimentelle Untersuchungen über die Absonderung von Phenol aus bituminösen Uferbefestigungen
Heft 18 1967	PLEHM, H. WOLF, G.	Scherfestigkeit und Wasserdurchlässigkeit eines verdichteten tonigen Erd- stoffes
	MARTIN, H.	Zur Frage der Erosionsbeständigkeit von Dichtungserdstoffen
	SEIFFERT, H.	Die baugrundmechanischen Eigenschaften des Kola-Apatits und sein Verhalten als Schüttgut im Silo
	ROHDE, U. SEIFFERT, H.	Untersuchungen über die Anwendung des Dehnungsmeßstreifen-Verfahrens bei der Lösung von Aufgaben des Grundbaues
Heft 19 1967	SCHEITER, S.	Elektrische Analogiedarstellung für eine zu vertikalen harmonischen Schwin- gungen angeregte kreisförmige Platte auf dem elastisch-isotropen Halbraum

<u>Heft 20</u> <u>1968</u>	MARTIN, H.	Porendruckmessungen in einer Tonböschung
	LINDE, G.	Erdstatische Untersuchung einer Böschungsrutschung
	WINZER, F.	Großschergerät in der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser- und Grundbau
	WENDT, D.	Schäden an Erd- und Grundbauwerken, Ursachen und Auswirkungen
	BOBE, R.	Iterative Berechnung von Gründungsbalken und einachsige ausgesteiften Gründungsplatten bei unregelmäßigen Baugrundverhältnissen
	HEIDRICH, W.	Messungen zur Schwingungsüberwachung bei Sprengungen und Rammungen in unmittelbarer Nähe von U-Bahnlinien
	PALLOKS, W.	Die Bestimmung von Rißtiefen in Beton mit Hilfe von Ultraschallmessungen
	WOLF, G.	Die Proctordichte zur Beurteilung des Verdichtungsgrades bindiger Erdstoffe
<u>Heft 21</u> <u>1968</u>	SEIFFERT, H.	Das baugrundmechanische Verhalten von überspülten organischen Erdschichten
	ROHDE, U.	
	SCHLUTTIG, H.	Industrielle Rückstandsanlagen Bodenmechanische Gesichtspunkte bei Entwurf und Betrieb
	JUST, H.	Zur Problematik der dynamischen Untersuchung von Straßen
	EHRLER, Ch.	Probleme der mathematischen Modelldarstellung in der Bodendynamik
<u>Heft 22</u> <u>1969</u>	PLEHM, H.	Einige Bemerkungen zur Verdichtung von bindigen Erdstoffen
	HÖFENER, H.	
	HÖFENER, H.	Flußverlegungen über Kippengelände
	WOLF, G.	Näherungsverfahren zur Bestimmung der einfachen Proctordichte für bindige Erdstoffe mit Hilfe der Kornanalyse
	WOLF, G.	Näherungsverfahren zur Bestimmung der Verdichtungsarbeit mit dem größten Nutzeffekt
	PLEHM, H.	Untersuchungen über Abbindeverzögerer für Tonzementbeton
	BECHER, G.	

Heft 23 RÖMISCH, K.
1969

Berechnungsverfahren zur praktischen
Ermittlung der in einem Kanal durch ein
fahrendes Schiff hervorgerufenen maxima-
len Wasserspiegelschwankungen